



# Détection, localisation et étude des propriétés spectrales de sursauts gamma observés à haute énergie avec l'expérience Fermi.

V. Pelassa

## ► To cite this version:

V. Pelassa. Détection, localisation et étude des propriétés spectrales de sursauts gamma observés à haute énergie avec l'expérience Fermi.. Cosmologie et astrophysique extra-galactique [astro-ph.CO]. Université Montpellier II - Sciences et Techniques du Languedoc, 2010. Français. NNT: . tel-00598588

**HAL Id: tel-00598588**

**<https://theses.hal.science/tel-00598588>**

Submitted on 7 Jun 2011

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

UNIVERSITÉ MONTPELLIER II  
SCIENCES ET TECHNIQUES DU LANGUEDOC

## THESE

pour obtenir le grade de  
DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ MONTPELLIER II

Discipline : Physique  
École doctorale : Information, Structures, Systèmes

présentée et soutenue publiquement par

VÉRONIQUE PELASSA

le 13 décembre 2010

---

Détection, localisation et étude des propriétés spectrales de  
sursauts  $\gamma$  observés à haute énergie avec l'expérience *Fermi*.

---

### JURY :

Jean-Luc Attéia	LATT	Rapporteur
Philippe Bruel	LLR	Examineur
Valerie Connaughton	NSSTC, UAH	Examineur
Frédéric Daigne	IAP	Examineur
Alain Falvard	LPTA	Directeur de thèse
Jacques Paul	CEA	Examineur
Frédéric Piron	LPTA	Co-directeur de thèse
David Smith	CENBG	Rapporteur



# Remerciements

Bonjour et bienvenue, et merci d'avoir choisi ce livre :)

Vous vous apprêtez à lire mon travail de thèse, effectué au LPTA<sup>1</sup>, à Montpellier, de septembre 2007 à décembre 2010. Avant d'entrer dans le vif du sujet je vais vous présenter quelques personnes qui m'ont soutenue dans ce travail et pendant ces trois ans (voire plus pour certaines), et en profiter pour les remercier.

Merci à mes directeurs de thèse Alain Falvard et Frédéric Piron, pour m'avoir accueillie au laboratoire, me permettant de travailler sur ce sujet passionnant, d'abord en stage de Licence (ancêtre de la L3) puis en stage de Master 2 et bien sûr en thèse. Je retiendrai surtout l'énergie et l'optimisme de Fred, et la patience d'Alain et sa bienveillance constante envers les thésards du labo.

Merci aux membres de mon jury, qui ont accepté ce travail supplémentaire sans hésiter, et ont dû en plus s'accomoder de délais assez courts lors de la mise au point de ce manuscrit. Je remercie en particulier mes rapporteurs, qui ont relu consciencieusement et fait des commentaires constructifs, en un temps record. Je regrette un peu de ne pas avoir pu faire plus ample connaissance avec l'un de mes rapporteurs initiaux. Et je remercie encore David d'avoir accepté de le remplacer, au pied levé, au moment de la réception du manuscrit.

Merci à mes amis et néanmoins collègues de *Fermi*, pour votre accueil, votre gentillesse, cette ambiance sympathique et stimulante à la fois. Et les nuits d'été au *SLAC* et ces écrans et ces petits dessins bleus. Et merci de votre confiance aussi.

Merci à mes amis du labo, les anciens et les nouveaux, ceux qui n'étaient que de passage et ceux qui restent. Merci pour votre accueil chaleureux et votre bonne humeur, pour les pauses café — parfois très animées, pour les pique-nique en salle café dans les mois d'août caniculaires, pour les discussions bien trop tard le soir. J'ai aimé aussi le chant des onduleurs dans les matins « d'épisodes Cévenols », et cette ambiance particulière de préparation de surprise au moment des thèses, pots, et autres anniversaires.

Merci à mes « soeurs », plus de 9 ans déjà, et vous êtes toujours là.

Merci enfin à mes parents, pour votre soutien sans condition.

Et maintenant, bonne lecture, à toi qui as lu jusqu'au bout cette première page.

---

1. « Laboratoire de Physique Théorique et Astroparticules », à Montpellier. Depuis janvier 2011 et une opération de fission-fusion de laboratoires, mon ancienne équipe fait partie du LUPM, « Laboratoire Univers et Particules de Montpellier ».



# Introduction

La thèse présentée ici porte sur l'étude de l'émission de haute énergie des sursauts  $\gamma$  à l'aide de l'expérience embarquée en satellite *Fermi*.

Le télescope spatial *Fermi*<sup>2</sup> tient son nom d'Enrico Fermi (1901–1954), éminent physicien théoricien italien et prix Nobel en 1938. En particulier, E. Fermi imagina en 1949 des mécanismes d'accélération de particules chargées par des ondes de choc. On pense que le rayonnement  $\gamma$  astrophysique est essentiellement produit par des particules chargées accélérées par ces mécanismes à des vitesses relativistes, auprès de diverses sources : vents solaires, explosions de supernovæ, pulsars, jets de plasma relativiste auprès de trous noirs. Les sursauts  $\gamma$  font partie de ce paysage. Un autre type de source possible est la désintégration de particules de matière noire, mais cette contribution-ci est beaucoup plus faible. Le chapitre 1 présente ces sources, et en particulier les sursauts  $\gamma$  et pose le contexte de l'étude présentée dans ce manuscrit.

Le projet *Fermi* est le fruit d'une collaboration internationale regroupant plus de 300 chercheurs, ingénieurs et étudiants dans 6 pays : États-Unis, Suède, France, Japon, Italie, Allemagne. Deux instruments sont embarqués : le LAT (« Large Area Telescope ») pour l'étude de toutes sortes de sources de rayons  $\gamma$  d'énergies comprises entre 20 MeV et quelques centaines de GeV, et le GBM (« Gamma-ray Burst Monitor ») dédié à la détection et à l'analyse de sources transitoires de rayons X- $\gamma$  entre 8 keV et 40 MeV. Ces deux instruments sont présentés au chapitre 2 : principe de fonctionnement, performances. Quelques résultats obtenus après deux ans sont aussi présentés. Le télescope spatial AGILE<sup>3</sup> fonctionne selon le même principe que le LAT, et est sur orbite depuis avril 2007. Il est de plus petite taille que le LAT, avec un champ de vue plus réduit, et opère sur une plage d'énergie moins étendue. Ces deux expériences ont ouvert sur le ciel une nouvelle fenêtre spectrale d'observation du ciel  $\gamma$ .

Les sursauts  $\gamma$  sont des sources éphémères de rayonnement présentant deux phases d'émission : une émission prompte pouvant durer de quelques millisecondes à quelques minutes, et une émission rémanente pouvant être observée pendant plusieurs heures, jours, ou années selon le domaine de longueurs d'onde étudié (des ondes radio aux rayons X). La phase prompte est particulièrement visible dans les domaines X et  $\gamma$ , son observation constitue donc l'essentiel de l'étude permise par les instruments de *Fermi*. La combinaison d'observations de tous domaines de longueurs d'onde permet cependant une meilleure interprétation de celles-ci. Il est donc nécessaire de réagir rapidement à chaque détection (à haute énergie), afin de permettre et d'encourager le suivi des sources par d'autres télescopes, spatiaux ou terrestres, opérant à de plus grandes longueurs d'onde. Après les

---

2. De son nom complet FGST (pour « *Fermi* Gamma-ray Space Telescope »), anciennement GLAST (pour « Gamma-ray Large Area Space Telescope ») jusqu'à la fin de la phase d'étalonnage en vol.

3. pour « Astro-rivelatore Gamma a Immagini LEggero », projet de l'agence spatiale Italienne

chapitre d'introduction, ce manuscrit est organisé d'après les étapes principales de cette étude.

**Détection et localisation :** chaque détection automatique doit être confirmée, ainsi que la nature de la source et sa position, avant d'encourager un suivi par d'autres observations. Le chapitre 3 présente brièvement la chaîne de réaction mise en œuvre lors d'une détection. La méthode de détection et de localisation basée sur les données LAT est aussi présentée, ainsi qu'une étude de ses biais systématiques.

**Étude de l'émission prompte :** des informations quantitatives sur l'émission prompte observée (durée et intensité notamment) peuvent encourager le suivi, même si l'analyse peut être affinée par la suite. Ce manuscrit présente essentiellement des analyses spectrales. Les méthodes et outils de l'analyse « standard » utilisée jusqu'ici dans les publications sont présentés au chapitre 4. Celui-ci présente aussi une revue des observations d'émissions promptes de sursauts  $\gamma$  détectées à haute énergie à l'aide du LAT : propriétés temporelles (considérations essentiellement qualitatives) et spectrales issues de l'analyse « standard », et quelques implications. Un exemple de modélisation réaliste de l'émission prompte de haute énergie est présentée dans le chapitre 5. Ce modèle est développé par une équipe de l'IAP<sup>4</sup>, avec qui nous collaborons afin de relier les paramètres du modèle théorique à ceux de l'analyse d'une part, et de contraindre ce modèle par les observations de *Fermi* d'autre part. Le chapitre 5 présente quelques analyses préliminaires dans ce sens. Enfin, le chapitre 6 présente une alternative à l'analyse standard, basée sur une sélection relâchée des événements dans le LAT. Celle-ci permet de recouvrer la grande statistique des émissions promptes des sursauts  $\gamma$ , principalement au-dessous de 100 MeV, où l'acceptance permise par l'analyse standard est très faible. Les performances liées à l'utilisation de cette sélection sont présentées, ainsi que les possibilités offertes pour l'analyse des propriétés temporelles et spectrales des émissions promptes. Une étude de validation de ces analyses spectrales est présentée, ainsi que quelques analyses préliminaires.

**Étude de l'émission prolongée :** plusieurs des sursauts  $\gamma$  détectés par le LAT présentent une émission prolongée dans ce domaine d'énergie, d'intensité plus faible que celle de l'émission prompte. Une méthode de recherche et d'analyse de ces émissions est présentée au chapitre 7, illustrée en particulier par deux exemples : GRB 080825C et GRB 090510. Dans le cas de GRB 090510 la détection simultanée du sursaut  $\gamma$  par *Fermi* et *Swift*<sup>5</sup> a permis d'étudier son émission prolongée et rémanente du domaine visible aux énergies du GeV. Cette étude, première en son genre, est présentée dans ce dernier chapitre, ainsi que les interprétations physiques proposées.

---

4. Institut d'Astrophysique de Paris

5. observatoire spatial spécialisé dans l'étude des sources transitoires, notamment les sursauts  $\gamma$ , embarquant un détecteur de rayons X durs, un télescope X et un télescope UV.

---

# Table des matières

<b>1</b>	<b>Astronomie et sursauts <math>\gamma</math></b>	<b>11</b>
1.1	Le ciel vu en rayons $\gamma$ . . . . .	12
1.1.1	Le rayonnement cosmique chargé . . . . .	12
1.1.2	Plusieurs types de sources . . . . .	13
1.1.3	Astronomie $\gamma$ . . . . .	18
1.2	Les sursauts $\gamma$ . . . . .	20
1.2.1	Caractéristiques des émissions observées . . . . .	20
1.2.2	Observations à haute énergie . . . . .	23
<b>2</b>	<b>L’observatoire <i>Fermi</i></b>	<b>25</b>
2.1	<i>Fermi</i> sur son orbite . . . . .	26
2.1.1	Modes d’observation . . . . .	26
2.1.2	Champ magnétique terrestre . . . . .	27
2.2	Le « Large Area Telescope » . . . . .	29
2.2.1	Une expérience de physique des particules dans l’espace . . . . .	29
2.2.2	Du photon aux données finales . . . . .	34
2.2.3	Performances . . . . .	41
2.2.4	Chaîne d’analyse standard . . . . .	43
2.2.5	Résultats après deux ans . . . . .	46
2.3	Le « Gamma-ray Burst Monitor » . . . . .	50
2.3.1	Description de l’instrument et performances . . . . .	50
2.3.2	Détection et localisation de sources transitoires . . . . .	52
2.3.3	Complémentarité avec le LAT . . . . .	53
<b>3</b>	<b>Détection et localisation de sursauts <math>\gamma</math> avec le LAT</b>	<b>55</b>
3.1	Détection à bord, suivi et chaîne de réaction . . . . .	56
3.2	Détection et localisation avec les données photon . . . . .	57
3.2.1	Méthode . . . . .	57
3.2.2	Deux exemples : GRB 080916C et GRB 080825C . . . . .	59
3.3	Erreurs systématiques de localisation . . . . .	61
3.3.1	Motivation . . . . .	61
3.3.2	Etude sur Vela . . . . .	61
3.3.3	Biais de localisation de GRB 080916C et GRB 080825C . . . . .	64
3.3.4	Production d’abaques . . . . .	66



---

<b>4</b>	<b>Analyses spectrales des sursauts <math>\gamma</math> vus par <i>Fermi</i></b>	<b>69</b>
4.1	Méthodes et outils pour l'analyse spectrale . . . . .	70
4.1.1	Généralités sur les méthodes d'analyse . . . . .	70
4.1.2	Procédure et outils d'analyse des données . . . . .	71
4.1.3	Erreurs systématiques dans les reconstructions spectrales utilisant les données LAT . . . . .	72
4.2	Observations de sursauts $\gamma$ . . . . .	75
4.2.1	Détections . . . . .	75
4.2.2	Propriétés temporelles . . . . .	76
4.2.3	Propriétés spectrales . . . . .	81
4.3	Implications de ces observations . . . . .	84
4.3.1	Considérations énergétiques . . . . .	84
4.3.2	Facteur de Lorentz initial du jet . . . . .	84
4.3.3	Théories linéaires de violation de l'invariance de Lorentz . . . . .	86
4.3.4	Fond diffus extragalactique UV . . . . .	87
4.3.5	Origines possibles des composantes additionnelles . . . . .	88
<b>5</b>	<b>Un modèle d'émission prompt de haute énergie issue des chocs internes</b>	<b>91</b>
5.1	« Boule de feu » et chocs internes . . . . .	92
5.1.1	Problème de compacité . . . . .	92
5.1.2	Processus microscopiques et spectres prédits . . . . .	93
5.2	Effet du champ magnétique . . . . .	95
5.2.1	Choix des modèles et méthode . . . . .	95
5.2.2	Statistique et profils temporels . . . . .	95
5.2.3	Analyses spectrales . . . . .	97
5.2.4	Paramétrisation alternative de la forme du spectre synchrotron . . .	101
5.3	Nouvelle analyse de GRB 080916C . . . . .	104
<b>6</b>	<b>Utilisation d'une sélection relâchée des données du LAT pour l'étude de l'émission prompt</b>	<b>109</b>
6.1	Motivation . . . . .	110
6.2	Définitions . . . . .	110
6.2.1	Présentation de la méthode . . . . .	110
6.2.2	Choix de la sélection et efficacité . . . . .	112
6.2.3	Estimateur d'énergie . . . . .	117
6.3	Étude de la PSF . . . . .	121
6.3.1	Principe de la mesure . . . . .	121
6.3.2	Première validation d'après l'observation de sursauts $\gamma$ . . . . .	121
6.3.3	Deuxième validation d'après les observations de Vela . . . . .	122
6.4	Erreurs systématiques pour l'analyse spectrale . . . . .	128
6.4.1	Efficacités des sélections successives . . . . .	128
6.4.2	Construction de la matrice de réponse . . . . .	131
6.5	Étude des sursauts $\gamma$ . . . . .	132
6.5.1	Courbes de lumière de sursauts $\gamma$ . . . . .	132
6.5.2	Analyses spectrales . . . . .	134
6.5.3	Sources à grande inclinaison . . . . .	140

---

---

<b>7 Émissions prolongées et rémanentes des sursauts LAT</b>	<b>143</b>
7.1 Une propriété récurrente des sursauts détectés par le LAT . . . . .	144
7.2 Analyse de l'émission de haute énergie de GRB 080825C . . . . .	146
7.2.1 Recherche d'émission prolongée . . . . .	146
7.2.2 Limites supérieures fréquentistes et Bayésiennes . . . . .	147
7.2.3 Indice de décroissance temporelle . . . . .	150
7.3 Observation conjointe <i>Swift</i> -LAT de l'émission prolongée de GRB 090510	153
7.3.1 Observations . . . . .	153
7.3.2 Construction de la courbe de lumière . . . . .	153
7.3.3 Interprétations de l'observation multi-longueurs d'ondes . . . . .	162
7.3.4 Analyse spectrale combinée des observations <i>Swift</i> et LAT dans l'hypothèse du choc avant seul . . . . .	164
<b>Conclusions et Perspectives</b>	<b>169</b>
<b>Bibliographie</b>	<b>173</b>
<b>Liste des figures</b>	<b>179</b>
<b>Liste des tableaux</b>	<b>181</b>

---



# Chapitre 1

## Astronomie et sursauts $\gamma$

---

<b>1.1</b>	<b>Le ciel vu en rayons <math>\gamma</math></b>	<b>12</b>
1.1.1	Le rayonnement cosmique chargé	12
1.1.2	Plusieurs types de sources	13
1.1.3	Astronomie $\gamma$	18
<b>1.2</b>	<b>Les sursauts <math>\gamma</math></b>	<b>20</b>
1.2.1	Caractéristiques des émissions observées	20
1.2.2	Observations à haute énergie	23

---

Au cours des derniers siècles, notre connaissance du spectre électromagnétique a progressé, avec la découverte de rayonnements invisibles, notamment : ondes radio (1888), rayons X (1895), et leur identification en tant que « lumière ». Le champ d'investigation de l'astronomie s'est ensuite progressivement élargi, à partir du domaine visible, à l'ensemble de ce spectre : ondes radio (1933), rayons ultra-violets (1972), rayons infrarouges (1983), rayons X (1970), rayons  $\gamma$  de haute (1961) et très haute énergies (1989). De plus, après la découverte par Victor Hess, en 1911, du rayonnement cosmique chargé (flux de protons, électrons et noyaux provenant de sources lointaines à des vitesses relativistes), ces observations ne se sont plus limitées à la lumière.

L'astronomie des hautes énergies, ou domaine des astroparticules s'intéresse à la production, l'accélération et la propagation de ces particules chargées, et aux interactions de celles-ci avec leur environnement (lumière, matière, champs magnétiques). Une partie de la lumière observée, dans le domaine  $\gamma$  notamment, provient de ces interactions. Ainsi les observations directes du rayonnement chargé d'une part, et les observations « indirectes » en  $\gamma$  notamment d'autre part, apportent des éléments complémentaires de réponses au problème posé.

Ce chapitre présente d'abord rapidement le domaine de l'astronomie  $\gamma$  : rayonnement cosmique chargé et rayonnement électromagnétique associé, différents types de sources, et les techniques d'observation. Je me concentre ensuite sur une famille d'accélérateurs cosmiques en particulier, les sursauts  $\gamma$  : caractéristiques principales, observations passées et missions futures, et contexte de leur étude à haute énergie avec le LAT.

## 1.1 Le ciel vu en rayons $\gamma$

Le rayonnement  $\gamma$  est un rayonnement électromagnétique très énergétique. D'après la relation de De Broglie l'énergie transportée par un photon est proportionnelle à la fréquence de l'onde électromagnétique correspondante. Dans le domaine visible, l'énergie transportée par un photon est de l'ordre de 1 eV (électron-Volt). Le domaine  $\gamma$  s'étend au-delà du MeV et on l'observe jusqu'à environ 100 TeV.

La majeure partie du rayonnement observé provient de l'accélération de particules chargées à des vitesses relativistes, constituant le rayonnement cosmique chargé observé sur Terre. Diverses sources sont décrites au § 1.1.2.

### 1.1.1 Le rayonnement cosmique chargé

#### À la source : accélération de particules chargées et émission de $\gamma$

Les phénomènes d'accélération diffèrent d'une source à l'autre. Dans le cas des pulsars, le fort champ magnétique au voisinage de l'étoile à neutrons accélère les particules chargées (voir § 1.1.2). Dans les autres cas, c'est au voisinage d'ondes de choc que ces particules sont accélérées, probablement par processus de Fermi du premier ordre [1] : des particules rapides (d'énergie supérieure à la température ambiante) situées en aval du choc, en passant au travers de cette discontinuité, entrent dans une zone de champ magnétique plus intense (lié à la densité de matière). Le champ courbant leur trajectoire, une partie de ces particules font demi-tour et gagnent en énergie cinétique en repassant au travers de la discontinuité.

Ces particules chargées accélérées peuvent émettre du rayonnement de plusieurs manières :

- en interagissant avec le champ magnétique ambiant, amplifié comme la densité de matière juste en amont de l'onde de choc : rayonnement synchrotron
- en transférant aux photons ambiants ou émis par rayonnement synchrotron un peu de leur énergie cinétique : diffusion Compton
- en s'annihilant : les paires  $e^+ + e^-$  s'annihilent en émettant des photons  $\gamma$ .
- en se désintégrant, créant des particules plus légères et émettant de l'énergie sous forme de  $\gamma$  : les protons se désintègrent en pions, qui se désintègrent en émettant des photons  $\gamma$ .

Ces mécanismes sont dits non-thermiques, contrairement à l'émission d'un corps à l'équilibre thermique dont le spectre est relié à la température (spectre de corps noir).

Les spectres d'émission  $\gamma$  dépendent de la nature des particules accélérées, de la distribution de leur énergie cinétique (leur spectre), des interactions mises en jeu, de l'intensité et de la structure du champ magnétique.

#### Vu depuis la Terre : le spectre du rayonnement cosmique

Les particules chargées ainsi accélérées forment le rayonnement cosmique chargé en atteignant la Terre. Leurs trajectoires sont courbées par les champs magnétiques rencontrés, le rayon de courbure augmentant avec l'énergie cinétique de la particule.

Au final, les rayons cosmiques observés proviennent : du Soleil essentiellement au-dessous de quelques centaines de GeV, de la Voie Lactée jusqu'à quelques centaines de TeV, d'autres Galaxies au-delà. Le spectre observé sur Terre (voir fig. 1.1) a la forme d'une loi de puissance brisée, d'indice moyen -2,7. Une atténuation a été mesurée à l'extrémité

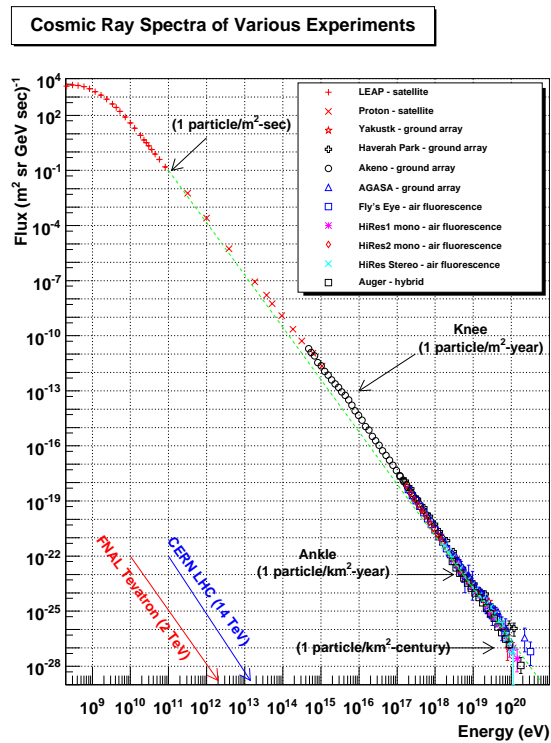


FIGURE 1.1 – Spectre du rayonnement cosmique chargé [2].

du spectre au-delà de  $10^{21}$  eV, confirmant la prédiction de Greisen Zatzepin et Kuzmin : les particules chargées d'énergies supérieures à  $5 \times 10^{19}$  eV se désintègrent en interagissant avec les photons du fond diffus cosmologique (« rayonnement fossile », spectre de corps noir de température 2,7 K).

Ce rayonnement se compose essentiellement de protons (85 à 90%), de noyaux d'hélium (9 à 14%), d'électrons et de noyaux.

### 1.1.2 Plusieurs types de sources

#### Vents stellaires

La couronne d'une étoile, située juste à sa surface, est constituée d'un gaz chaud (plusieurs millions de degrés) ionisé. Ces particules chargées sont expulsées par l'étoile tout au long de sa vie, formant un vent stellaire continu. Le champ magnétique terrestre agit comme un bouclier aux particules du vent solaire, celles-ci se retrouvent piégées par les lignes de champ et guidées vers les pôles où leurs interactions avec l'atmosphère génèrent des aurores multicolores. Des éruptions peuvent aussi avoir lieu, produisant une émission supplémentaire de particules.

Ces deux phénomènes s'accompagnent de la production de rayons  $\gamma$ , qui dans le cas du Soleil sont détectables depuis la Terre — du moins depuis l'orbite de *Fermi*.

## Étoiles massives, systèmes binaires

Les étoiles dites massives ont une masse au moins dix fois supérieures à celle du Soleil, et vivent bien moins longtemps. La plupart explosent en supernova (voir § suivant).

Ces étoiles vivant peu de temps, elles naissent et meurent dans des régions où la densité de population est élevée, et peuvent former des couples, les deux étoiles tournant l'une autour de l'autre. Lorsque l'une meurt il en reste un objet compact, qui aspire la matière de l'autre étoile. Ce phénomène s'accompagne éventuellement de l'émission de rayons X et/ou  $\gamma$ , modulé par le mouvement de révolution et par la distance entre les deux objets comparée aux dimensions de l'étoile massive.

## Pulsars, plérions et vestiges de supernovæ

Une étoile à neutrons résulte de l'effondrement gravitationnel d'une étoile massive (plus de 10 masses solaires) à la fin de sa vie. Au cours de la vie de cette étoile, des phases successives de réactions de fusion thermonucléaire créent des atomes de plus en plus lourds : de l'hélium au fer. Ces éléments se répartissent en couches, des éléments les plus lourds au centre de l'étoile, aux plus légers à l'extérieur, le « carburant » non-utilisé étant laissé en arrière à la fin de chaque phase de nucléosynthèse. Après la formation des atomes de nickel au centre de l'étoile, des réactions de capture électronique démarrent, formant le noyau de fer et faisant chuter la pression de Fermi des électrons. Quand la pression devient assez basse, le cœur de l'étoile s'effondre en entraînant les couches supérieures. Les captures électroniques se poursuivent, une proto-étoile à neutrons se forme, sur laquelle « rebondissent » les couches extérieures : c'est la supernova. Elle est dite de type II si la couche externe d'hydrogène est encore présente, de type Ib (respectivement Ic) si l'hydrogène (respectivement l'hydrogène et l'hélium) ont été emportés par les vents stellaires avant l'effondrement.

L'étoile à neutrons qui reste au centre présente de forts champ magnétique et moment angulaire résiduels, et est entourée de la matière des couches externes de l'étoile, ionisée et en déplacement supersonique. Plusieurs phénomènes conduisent à l'émission de rayons  $\gamma$  dans ce système :

- au niveau des pôles de l'étoile à neutrons, des paires  $e^+ + e^-$  s'évaporent le long des lignes de champ magnétique, et sont ensuite accélérées par le fort champ électrique.
- à cause de la rotation de l'étoile, la zone dans laquelle s'étendent les lignes de champ magnétique de l'étoile est appelée « cylindre de lumière » de rayon  $R_l = Pc/2\pi$ , où  $P$  est la période de rotation de l'étoile. Au-delà, la synchronisation de la rotation des lignes de champ avec sa source nécessiterait que l'information voyage plus vite que la lumière. Certaines lignes restent ouvertes au niveau de cette surface, ce qui crée un champ assez intense pour créer et accélérer des paires  $e^+ + e^-$ .
- l'onde de choc située à l'interface entre la matière de l'étoile et le milieu environnant accélère par processus de Fermi les électrons, protons et noyaux du matériau de l'étoile ou du milieu environnant. Cette zone constitue le vestige de la supernova (voir photo 1.2).
- la matière de l'étoile à neutrons, qui s'éloigne à des vitesses relativistes, finit par rencontrer la matière des couches externes de l'ancienne étoile massive. Une deuxième onde de choc se forme à l'intérieur de la première. L'atmosphère émettrice du pulsar à l'intérieur de cette deuxième onde de choc est appelée plérion ou nébuleuse (voir photo 1.2).

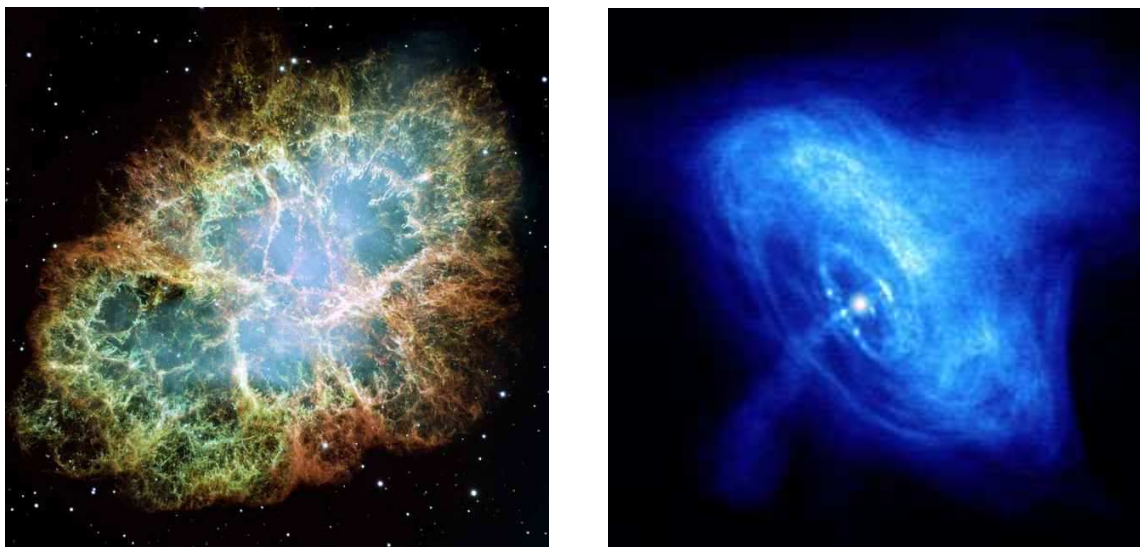


FIGURE 1.2 – Pulsar du Crabe et sa nébuleuse. **Gauche** : observation faite en lumière visible par le télescope Hubble de la nébuleuse du Crabe, nom donné en fait au vestige (SNR) associé au pulsar du Crabe. **Droite** : pulsar du Crabe entouré de sa nébuleuse (PWN), vu ici en rayons X par le télescope Chandra.

Toutes ces particules chargées accélérées émettent ensuite du rayonnement dans tout le spectre électromagnétique, par rayonnement synchrotron, et par diffusion Compton notamment.

À cause du mouvement de rotation de l'étoile à neutrons, le rayonnement émis au voisinage de celle-ci est observé périodiquement par un observateur fixe, d'où le nom de pulsar donné aux étoiles à neutrons dont on observe le rayonnement. À sa naissance, un pulsar a une période inférieure à une seconde. Cette période augmente avec le temps, puisque l'étoile perd de l'énergie de rotation, jusqu'à ce que l'émission soit trop faible pour être détectée, au bout de 10 millions d'années en moyenne. Dans le cas où ce pulsar trouve un compagnon, une étoile massive à laquelle il arrache de la matière (et par là-même de l'énergie, sous forme de moment angulaire), sa vitesse de rotation peut augmenter à nouveau. Quand sa période atteint quelques millisecondes les émissions du pulsar sont de nouveau observables. Ce scénario est suggéré notamment par l'observation de deux populations distinctes de pulsars : les pulsars milliseconde d'une part, dont le ralentissement est assez faible, et une « séquence principale » de pulsars dont les périodes vont de quelques dizaines de millisecondes à quelques minutes.

### Les sursauts $\gamma$

Les sursauts  $\gamma$  sont des bouffées brèves et intenses de rayons X- $\gamma$  ne se reproduisant pas dans le temps. Les caractéristiques observationnelles de ces objets et leurs conséquences sont résumées au § 1.2.



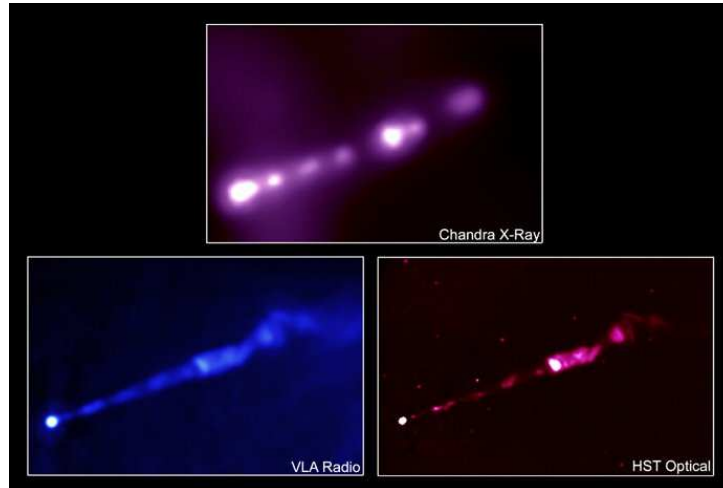


FIGURE 1.3 – Radiogalaxie M87, observée ici en radio par VLA, en lumière visible par Hubble, et en rayons X par le télescope Chandra. Le jet est bien visible, et la galaxie dont il est issu se trouve à son extrémité, à gauche de l'image.

### Trous noirs supermassifs

Au coeur de certaines galaxies se cache un trou noir supermassif, de plusieurs millions ou milliards de fois la masse du Soleil.

La matière environnant ce trou noir tombe en tournant sur celui-ci et forme parfois deux immenses jets de plasma relativiste (facteur de Lorentz d'ensemble de l'ordre de 5 à 10) de part et d'autre du disque, et de dimensions bien supérieures à celles de la galaxie-source (voir fig. 1.3). Un front de choc se forme à l'extrémité de ce jet, au contact du milieu environnant, et peut-être également au sein de l'écoulement. Les fronts de chocs formés sont le lieu de l'accélération de particules chargées et de l'émission de rayonnement dans tout le spectre électromagnétique. On parle alors de Noyau Actif de Galaxie (en anglais AGN pour « Active Galactic Nucleus »). Le noyau de la Voie Lactée, avec un trou noir de 3 millions de masses solaires, n'est pas ou plus actif.

L'évolution temporelle de l'émission  $\gamma$  est un indice de l'activité d'accrétion et du mécanisme de « rebond », encore mal compris. La forme précise du spectre est bien sûr liée à la nature des particules accélérées et aux mécanismes d'accélération et d'émission. De plus, une hypothèse géométrique est aujourd'hui invoquée pour expliquer que certains AGN sont très brillants en ondes radio (radiogalaxies), et d'autres plutôt dans le domaine  $\gamma$  (blazars) : l'angle formé par l'axe du jet et l'axe d'observation déterminerait la part du spectre effectivement observée (voir fig. 1.4), les rayons  $\gamma$  étant émis au sein du jet et dans le sens du déplacement de la matière, alors que les rayonnements de plus grandes longueurs d'onde sont émis dans un cône plus large.

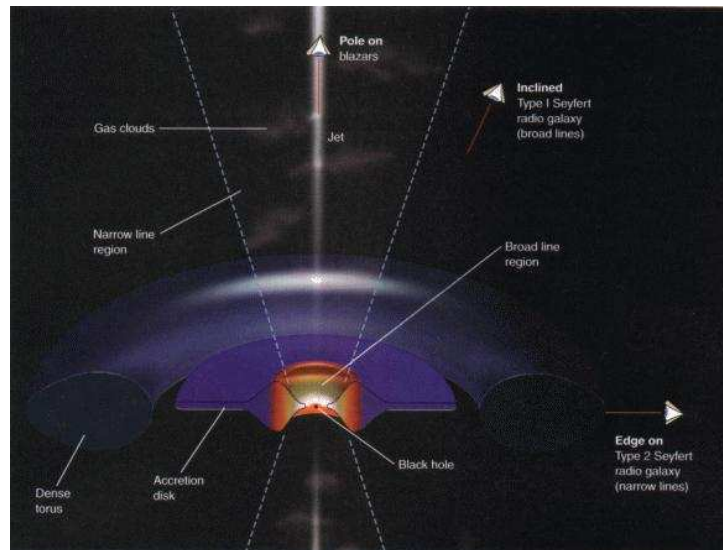


FIGURE 1.4 – Schéma de Noyau Actif de Galaxie permettant de regrouper les différentes classes d'objets observés [3].

### Émission diffuse

La Voie Lactée est constituée d'étoiles, de poussière, et de gaz très ténu. Elle est contenue dans un nuage sphérique de gaz encore plus ténu, appelé halo. Par interaction avec des particules chargées énergétiques issues de sources plus lointaines, ce gaz émet aussi du rayonnement  $\gamma$ , dit diffus, qui constitue 80% du rayonnement observé. Les sources ponctuelles trop lointaines ou trop faibles pour être distinguées participent aussi à ce rayonnement.

### Matière noire

Cette contribution au rayonnement  $\gamma$  astrophysique est un peu à part des autres puisqu'il ne s'agit pas ici d'accélération de particules chargées émettant de la lumière par interaction avec le champ magnétique.

Depuis les années 70, les scientifiques sont à la recherche de ce qui constitue l'essentiel de la masse de l'Univers. Il ressort des observations qu'environ 90% en masse de l'Univers est invisible, c'est-à-dire que cette matière n'émet pas de rayonnement électromagnétique, elle est donc dite « noire ». Sa nature est inconnue, on sait juste qu'elle n'est pas constituée de mêmes particules que la matière « usuelle » sinon elle émettrait de la même manière. Plusieurs candidats sont proposés, selon différentes théories. Celles-ci proposent de compléter le modèle actuel de la physique des particules, dit Modèle Standard, en ajoutant ces particules et en décrivant leurs interactions avec les particules déjà connues.

Les particules de matière noire, comme toutes les autres, ont a priori une durée de vie finie, et peuvent donc se désintégrer, ou interagir entre elles. Ces réactions produisent d'autres particules plus légères, et éventuellement des rayons  $\gamma$ , selon un spectre bien déterminé. Une méthode indirecte pour découvrir ces particules consiste donc à étudier ce rayonnement, mais il est en principe très faible, donc difficile à distinguer au milieu des contributions provenant des autres sources.

### 1.1.3 Astronomie $\gamma$

Plusieurs expériences passées, présentes, et futures ont pour objet l'étude directe du rayonnement cosmique chargé. Je vais me concentrer ici sur l'étude en rayons  $\gamma$ , donc indirecte, des sources de ce rayonnement chargé, et l'effet de ce « fond chargé » sur les observations  $\gamma$ .

Le rayonnement  $\gamma$  astrophysique ne traverse pas l'atmosphère. Les photons incidents interagissent avec le champ électrique auprès des noyaux des molécules d'air pour se convertir en paires  $e^+ + e^-$ . Cette réaction primaire a lieu dans la haute atmosphère.

#### Télescopes au sol pour les très hautes énergies

Si les particules ainsi créées sont assez énergétiques, elles peuvent interagir encore avec les molécules de l'atmosphère, émettant de l'énergie sous forme de photons  $\gamma$  d'énergie moindre. Ceux-ci se convertissent en paires, ainsi de suite, formant une gerbe électromagnétique (constituée de paires  $e^+ + e^-$  et de photons) qui se développe et s'élargit jusqu'à ce que les photons émis ne puissent plus se convertir, et que les  $e^+ + e^-$  créés n'émettent plus de photons  $\gamma$ . La gerbe a alors son extension maximale, vers 10 km d'altitude en moyenne. Les particules chargées dans la gerbe se déplacent dans l'air à une vitesse proche de  $c$ , vitesse de la lumière dans le vide, et supérieure à la vitesse de la lumière dans l'air  $v_{air} = c/n_{air}$ . Elles émettent alors une lumière bleue ténue, appelée lumière Čerenkov, dans un fin cône orienté dans le sens de leur déplacement [4].

La lumière Čerenkov issue de photons incidents d'énergies de l'ordre du TeV est observable au sol, par des nuits claires et sans Lune, en l'absence de pollution lumineuse. Dans des expériences telles que *HESS*<sup>1</sup>, ou bientôt *CTA*<sup>2</sup> par exemple, la lumière Čerenkov est collectée par un ensemble de grands télescopes (à miroirs composites), puis captée et amplifiée par un ensemble de photomultiplicateurs (« caméra » au point focal). L'observation par plusieurs télescopes permet de reconstituer chaque gerbe en 3 dimensions, et ainsi de reconstruire l'énergie et la direction de l'événement incident. Ce système est précis et sensible à des sources faibles mais le champ de vue de l'observatoire est réduit [5].

Une autre possibilité est la construction d'un réseau de réservoirs d'eau, comme dans l'expérience *HAWC*<sup>3</sup> par exemple. L'indice de l'eau est plus élevé que celui de l'air et les réservoirs bien couverts. Le rayonnement Čerenkov dû à la propagation des particules rapides dans l'eau est donc plus facilement collecté et capté par les photomultiplicateurs. Ce système permet une observation continue de tout le ciel observable, mais est moins sensible. Le seuil d'énergie est aussi plus élevé, puisque ce système nécessite que les particules de la gerbe (et pas leur lumière Čerenkov) atteignent les détecteurs.

Les rayons cosmiques chargés produisent aussi des réactions en chaîne. Les gerbes hadroniques issues des protons et ions sont beaucoup plus larges que les gerbes électromagnétiques venant des électrons et des photons. Quant aux muons, issus pour la plupart des gerbes hadroniques, atteignent le sol sans s'être désintégrés, et se démarquent par une signature propre et nette.

---

1. « High-Energy Stereoscopic System », réseau de 4 télescopes Čerenkov, basé en Namibie et en fonction depuis 2003.

2. « Čerenkov Telescope Array », projet européen (devenu mondial) de grand réseau d'imageurs Čerenkov

3. « High Altitude Water Čerenkov experiment », réseau de détecteurs à eau américano-mexicain, suite de l'expérience *Milagro*.

---

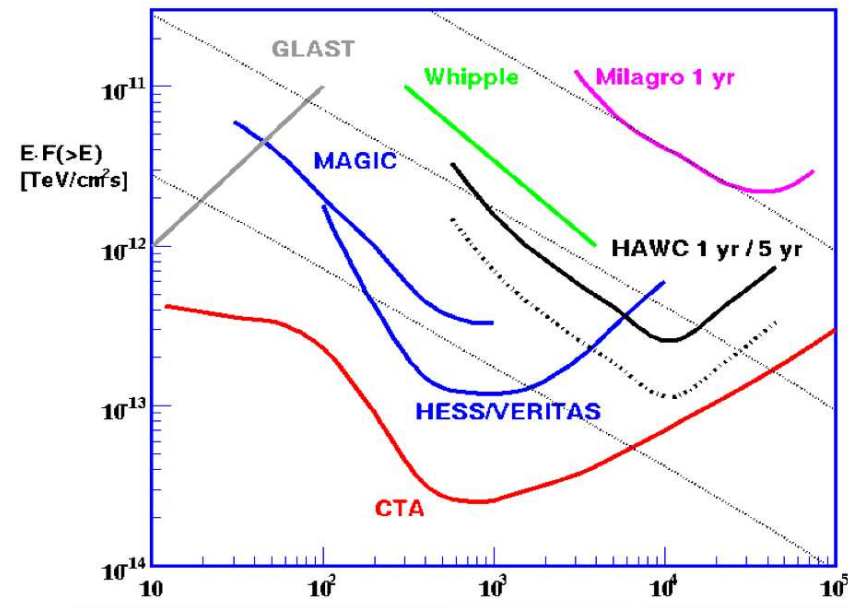


FIGURE 1.5 – Sensibilité, exprimée en flux énergétique en fonction de l'énergie (en GeV), de divers observatoires  $\gamma$  [6] : *Fermi*/LAT (« GLAST »), les réseaux d'imageurs Čerenkov actuels (*HESS*, *VERITAS* et *MAGIC*), ainsi que le futur réseau *CTA* et le premier observatoire de ce type *Whipple*, enfin le réseau de détecteurs à eau *Milagro* et son successeur futur *HAWC* (avec en pointillés la sensibilité prédite après 5 ans).

### Télescopes embarqués pour les hautes énergies

Les  $\gamma$  d'énergie plus faible, au-dessous de quelques dizaines de GeV, forment une gerbe trop petite pour être bien observée depuis le sol. Il est donc nécessaire d'élever le détecteur à l'aide d'un ballon ou d'un satellite. De plus, le flux des  $\gamma$  croît quand leur énergie diminue, si bien qu'il est possible d'étudier le ciel en  $\gamma$  entre quelques MeV et quelques centaines de GeV à l'aide d'un détecteur embarqué, ayant donc une surface de collection assez petite.

Le fonctionnement de l'instrument LAT à bord de l'observatoire *Fermi*, est exposé au chapitre 2. Son prédécesseur, le télescope *EGRET* (« Energetic Gamma-Ray Experiment Telescope ») à bord de l'observatoire spatial CGRO (« Compton Gamma-Ray Observatory ») de la NASA, a permis l'étude du ciel  $\gamma$  entre 20 MeV et 30 GeV de 1991 à 2000 (voir carte 2.15 p. 46). Sa surface de collection était un peu réduite (1500 cm<sup>2</sup>) et le temps mort de sa chambre à étincelles assez important (100 ms), cependant un catalogue de 271 sources a pu être établi et a servi de référence pour les observations du LAT [7]. Il comprend 6 pulsars, 93 AGN, et presque 170 sources non identifiées.

Depuis avril 2007, l'instrument *AGILE* (« Astro-rivelatore Gamma a Immagini Leggero »), projet de l'Agence Spatiale Italienne conçu sur le même principe que le LAT mais avec des performances moindres, permet l'observation du ciel  $\gamma$  au-delà de 30 MeV [8].

## 1.2 Les sursauts $\gamma$

Les sursauts  $\gamma$  sont des bouffées brèves et intenses de rayonnement, parmi les sources les plus brillantes du ciel X- $\gamma$ , découvertes par hasard en 1969 par des sondes-espions à la recherche d'essais nucléaires non-déclarés. Les campagnes d'observation se sont succédées depuis, voici quelques caractéristiques principales qui en découlent, et leurs conséquences théoriques.

### 1.2.1 Caractéristiques des émissions observées

#### Émission prompte

Ces sources tiennent leur nom de leur émission dans le domaine X- $\gamma$ . Il s'agit d'une émission transitoire, très variable, présentant un spectre non-thermique dont le maximum (spectre de puissance) se situe entre 100 keV et quelques MeV.

L'expérience BATSE (« Burst And Transient Source Experiment ») à bord de l'observatoire CGRO de la NASA a notamment permis la détection et l'étude des émissions promptes X- $\gamma$  (20 keV – 2 MeV) de 3000 sursauts  $\gamma$  environ, de 1991 à 2000. La répartition homogène sur l'ensemble du ciel de ces nombreuses détections a permis de confirmer la nature cosmologique des sursauts  $\gamma$ . Les analyses de ces spectres a mené à la définition de la fonction de Band, fonction continue constituée d'une loi de puissance atténuée exponentiellement à basse énergie et d'une loi de puissance à haute énergie [9] (voir fig. 1.6).

Le cadre théorique dit de la « boule de feu », associé aux hypothèses de « chocs internes » et « choc avant », est à ce jour celui permettant d'expliquer au mieux les observations (voir aussi chapitre 5). Dans ce cadre, un sursaut  $\gamma$  a pour origine la formation d'un trou noir de masse stellaire. Celui-ci accrète la matière environnante et en réémet une partie sous forme de jets de plasma hautement relativistes ( $\Gamma > 100$ ) et turbulents. Des chocs internes (dus aux variations de vitesse et de densité au sein de l'écoulement turbulent) produiraient l'émission prompte variable X- $\gamma$ , et les chocs avant et retour (à l'interface avec le milieu environnant) l'émission rémanente (voir § suivant). Les hypothèses les plus courantes pour expliquer la formation du trou noir de masse stellaire sont une hypernova (supernova gravitationnelle d'une étoile très massive de plus de 30 masses solaires) et la fusion de deux objets compacts (étoiles à neutrons ou petits trous noirs). L'association effective d'un sursaut  $\gamma$  n'est pas effectuée d'après l'émission prompte X- $\gamma$ .

#### Émission rémanente

L'autre phase d'émission des sursauts  $\gamma$  est appelée rémanence, et consiste en une décroissance du flux, présentant éventuellement des irrégularités (voir fig. 1.7), et accompagnée d'un refroidissement du spectre observé. On l'observe généralement du domaine radio aux rayons X, pour une période allant de quelques heures à quelques années selon les cas. Les premières observations de rémanences sont assez récentes : 1997 en rayons X avec Beppo-SAX, 1999 dans le domaine visible avec Hubble. Depuis 2003, l'observatoire *Swift* a permis d'observer de nombreuses rémanences de sursauts  $\gamma$ , dans les domaines UV (UVOT, « UV and Optical Telescope », 170 – 650 nm) et X (XRT « X-Ray Telescope », 0.1 – 10 keV).

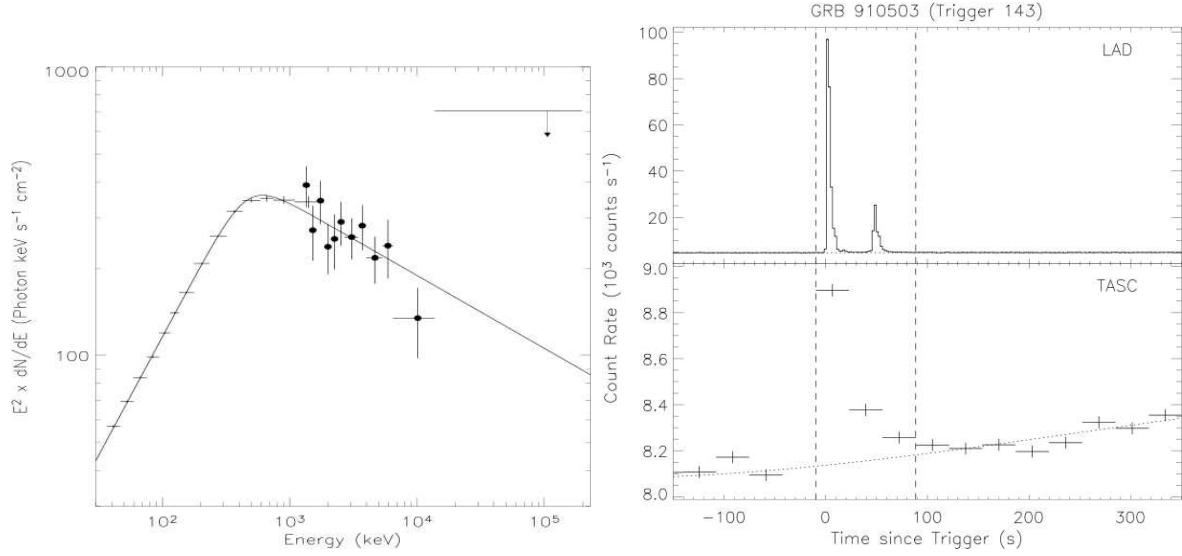


FIGURE 1.6 – Observation de GRB 910503 par *BATSE* et *EGRET* [10]. **Gauche** : spectre de puissance combinant les données *BATSE* (20 keV – 2 MeV, croix) et *EGRET* (2 – 200 MeV, points). **Droite** : courbes de lumière *BATSE* (en haut) et *EGRET* (en bas).

En plus de ces études, les observations de *Swift* offrent des localisations précises de ces sursauts (rayons d'incertitude de l'ordre de 0.1' pour XRT, 0.3" pour UVOT) qui permettent un suivi par des télescopes au sol à petit champ de vue. Ce suivi permet la détermination du redshift du sursaut  $\gamma$ , donnée essentielle à la plupart des travaux de modélisation, ainsi que l'identification de sa galaxie-hôte. Les observations de *Swift* et des télescopes au sol ont révélé des sursauts  $\gamma$  plus lointains que les galaxies et les quasars lointains observables, avec notamment 20% de sursauts à  $z > 5$ , et un record à  $z_{max} \simeq 8,3$  (GRB 090423 [11]).

Les sursauts  $\gamma$  pouvant être associés à des supernovæ, ou au devenir d'étoiles mortes, sont un indicateur de la formation d'étoiles. Du fait de leur luminosité, ils rendent accessibles à l'étude une partie de l'Univers trop lointaine pour être observable autrement. Le projet franco-chinois *SVOM* (« Space Variable Objects Monitor »), qui devrait débiter les observations vers 2013, a notamment pour objectif l'étude des sursauts  $\gamma$  lointains : l'observatoire spatial embarquera deux détecteurs de rayons X- $\gamma$  à grand champ de vue pour la détection et l'étude des émissions promptes, et un télescope X et un visible-IR pour l'observation des rémanences. Le projet inclut aussi des télescopes au sol, pour permettre le suivi rapide des rémanences visible-IR et la détermination des redshifts pour une fraction aussi élevée que possible des sursauts  $\gamma$  détectés.

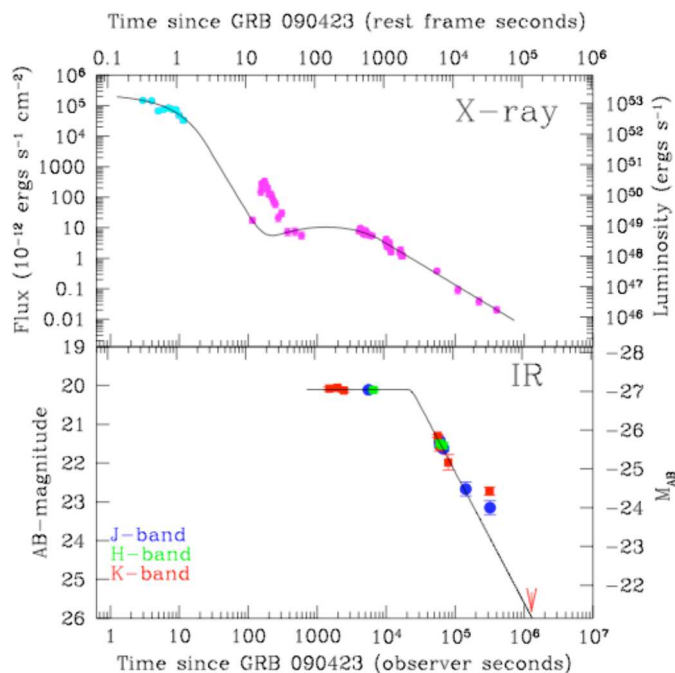


FIGURE 1.7 – Émission rémanente de GRB 090423 [11], observée en rayons X par *Swift* (BAT en cyan, extrapolé à la gamme d'énergie XRT; XRT en magenta), et dans différentes bandes en infrarouge par 4 grands télescopes au sol.

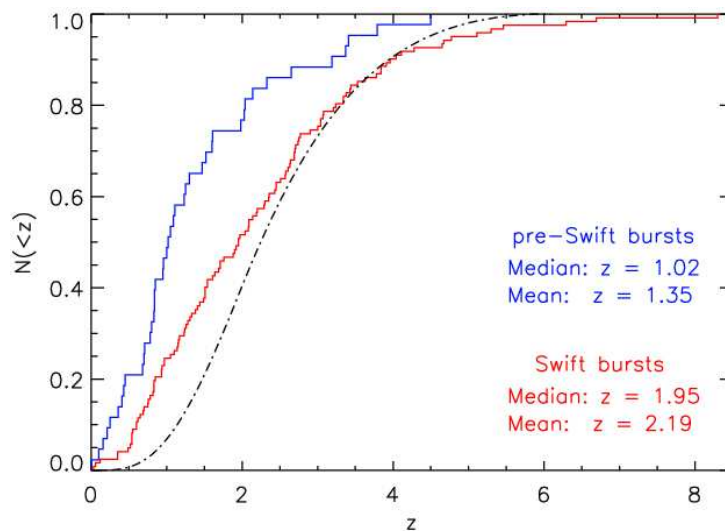


FIGURE 1.8 – Distribution intégrée de redshifts de sursauts  $\gamma$  [12] : observations de *Swift* (rouge) et antérieures (bleu). Le trait mixte représente une prédiction théorique de la distribution des redshifts de sursauts  $\gamma$ , supposant que leur répartition suit le taux de formation d'étoiles.

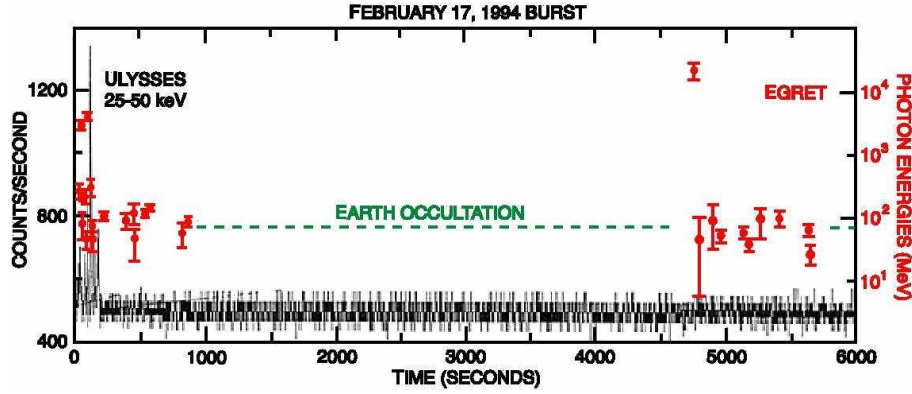


FIGURE 1.9 – Courbe de lumière de GRB 940217 [13]. Observations de Ulysses (traits noirs) et d'*EGRET* (points rouges), et énergies des événements observés par *EGRET*.

### 1.2.2 Observations à haute énergie

Le télescope *EGRET*, prédécesseur du LAT, a ouvert la voie des observations de sursauts  $\gamma$  à haute énergie. Cinq sursauts  $\gamma$  observés par BATSE ont montré une émission significative au-delà de 30 MeV. On peut notamment citer :

- GRB 940217 (voir fig. 1.9 et [13]) a montré une émission prompte au-delà de 100 MeV simultanée de l'émission observée dans la gamme X- $\gamma$ , ainsi qu'une prolongation de cette émission de haute énergie jusqu'à l'occultation par la Terre après 15 minutes, et un photon tardif de haute énergie (18 GeV après 75 min).
- GRB 941017 (voir fig. 1.10 et [14]) a montré une composante spectrale additionnelle visible à haute énergie dans *EGRET*, dont l'évolution temporelle semble décorrélée de l'émission observée avec BATSE, habituellement associée au rayonnement synchrotron des électrons.

La première observation favorise l'hypothèse de plusieurs régions et mécanismes d'émission. La seconde encourage les modèles hadroniques, dans lesquels la composante keV – MeV associée au synchrotron des électrons et la composante additionnelle associée au processus hadroniques sont décorrélés.

Peu de sursauts de  $\gamma$  observés  $>100$  MeV avant *Fermi*, et beaucoup de questions en suspens : voilà le contexte des observations de sursauts  $\gamma$  à haute énergie avec *Fermi* et le LAT.



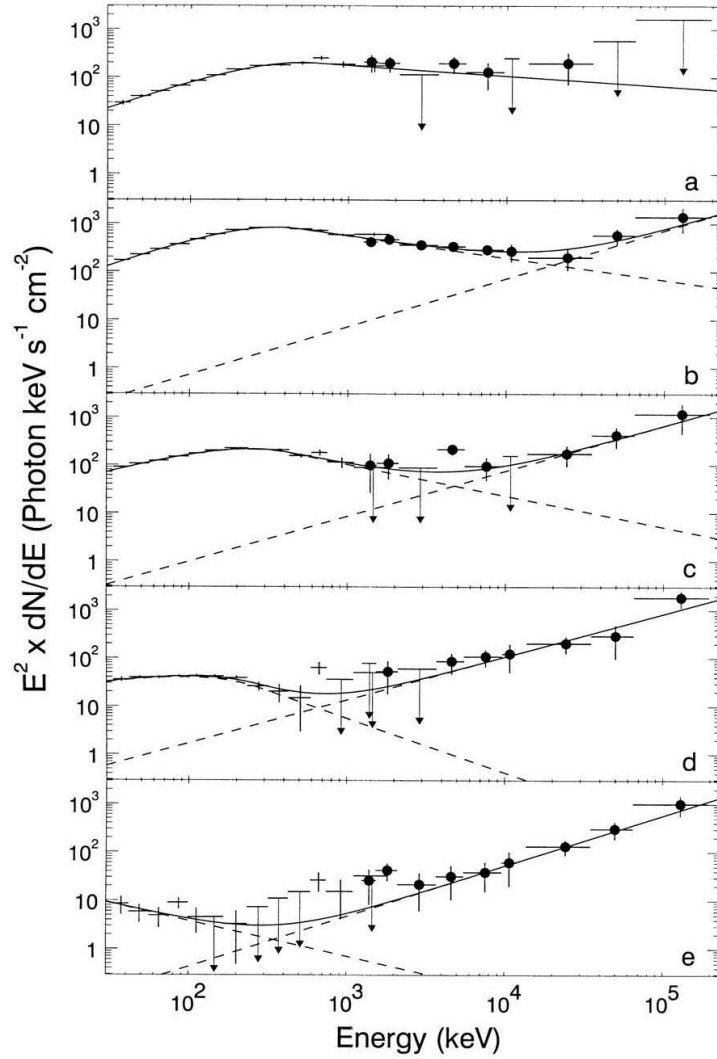


FIGURE 1.10 – Spectres de puissance de GRB 941017 dans différents intervalles de l'émission prompt :  $T_0 + -18 - 14$  s (a),  $14 - 47$  s (b),  $47 - 80$  s (c),  $80 - 113$  s (d),  $113 - 211$  s (e) [14]. Observations de *BATSE* (croix) et d'*EGRET* (points).

# Chapitre 2

## L'observatoire *Fermi*

---

<b>2.1</b>	<b><i>Fermi</i> sur son orbite</b>	<b>26</b>
2.1.1	Modes d'observation	26
2.1.2	Champ magnétique terrestre	27
<b>2.2</b>	<b>Le « Large Area Telescope »</b>	<b>29</b>
2.2.1	Une expérience de physique des particules dans l'espace	29
2.2.2	Du photon aux données finales	34
2.2.3	Performances	41
2.2.4	Chaîne d'analyse standard	43
2.2.5	Résultats après deux ans	46
<b>2.3</b>	<b>Le « Gamma-ray Burst Monitor »</b>	<b>50</b>
2.3.1	Description de l'instrument et performances	50
2.3.2	Détection et localisation de sources transitoires	52
2.3.3	Complémentarité avec le LAT	53

---

Les résultats d'*EGRET* ont montré que le ciel  $\gamma$  était riche en sources variées de rayonnement  $\gamma$ . Ils ont aussi montré la nécessité d'un instrument plus performant : plus sensible, avec une résolution angulaire plus fine et un temps mort plus faible. L'observatoire *Fermi* est ce successeur, de plus grande taille qu'*EGRET* et basé sur des techniques plus récentes. Depuis un peu plus de deux ans, il fournit une grande part des résultats d'astronomie de haute énergie.

L'observatoire *Fermi* embarque deux instruments complémentaires : le « Large Area Telescope » (LAT) pour l'astronomie  $\gamma$  de 20 MeV à plus de 300 GeV et le « Gamma-ray Burst Monitor » (GBM) dédiée à la détection et à l'étude des sources transitoires entre 8 keV et 40 MeV. Ce chapitre présente successivement ces deux instruments : principe, caractéristiques, performances, bref récapitulatif des résultats obtenus après deux ans.



FIGURE 2.1 – Positions de *Fermi* (à l'est des Antilles) et *Swift* (au large du Brésil) sur leurs orbites respectives [15]. À cet instant les deux satellites sont dans l'ombre de la Terre : le terminateur est indiqué par la bande sinusoïdale bleue, et la zone éclairée est repérée par le Soleil au-dessus de l'Indonésie. L'orbite de *Fermi* est très similaire à celle de l'observatoire *Swift* et les champs de vue du GBM et du BAT se recouvrent fréquemment, ce qui favorise les détections communes de sursauts  $\gamma$ .

## 2.1 *Fermi* sur son orbite

Depuis son lancement en juin 2008 de Cape Canaveral en Floride, l'observatoire *Fermi* est sur une orbite basse à 565 km d'altitude, qu'il parcourt en 1 heure 30 (voir fig. 2.1). Il reste loin des pôles, son orbite étant inclinée de  $25^\circ$  par rapport à l'Équateur.

### 2.1.1 Modes d'observation

Deux modes d'observation sont possibles. Le mode normal consiste à observer en continu l'ensemble du ciel. Le satellite est constamment incliné à  $50^\circ$  de son zénith<sup>1</sup>, et bascule entre Nord et Sud au début de chaque nouvelle orbite. Dans ce mode, le LAT couvre l'ensemble du ciel en deux orbites soit trois heures, chaque direction étant observée au total pendant environ 30 minutes.

Il existe aussi un mode pointé, dans lequel la source d'intérêt est maintenue à  $10^\circ$  de l'axe de visée<sup>2</sup>, tant qu'elle reste  $20^\circ$  au-dessus de l'horizon. De telles observations peuvent être activées par une requête soumise par les observateurs et transmise au satellite, on parle alors de ToO (« Target of Opportunity »). On peut citer par exemple : 2 jours pour la période d'activité de 3C454.3 en avril 2010, 4 jours pour l'activité de la nébuleuse du Crabe en septembre 2010 (voir [16] pour plus d'informations sur les observations pointées de *Fermi*). Il est aussi possible de programmer des repointés à déclenchement automatique, pour assurer 5 heures de suivi de sursauts  $\gamma$  brillants. Ce deuxième mode d'observation pointée est nommé ARR (« Autonomous Repoint Request ») et sera détaillé au chapitre suivant. Les mouvements de bascule et les observations pointées suivies utilisent le couple gyroscopique des roues d'inertie du satellite. D'autres variations de pointé sont aussi effectuées pour éviter que l'instrument reste face au Soleil ce qui saturerait les pho-

1. D'abord fixé à  $35^\circ$ , cet angle de bascule a été modifié, afin d'optimiser le refroidissement du satellite sans trop augmenter la contamination des observations par l'atmosphère terrestre.

2. inclinaison choisie pour assurer une acceptation maximale. Pour une source située sur axe, une partie du signal est perdue dans les interstices entre les modules du détecteur.

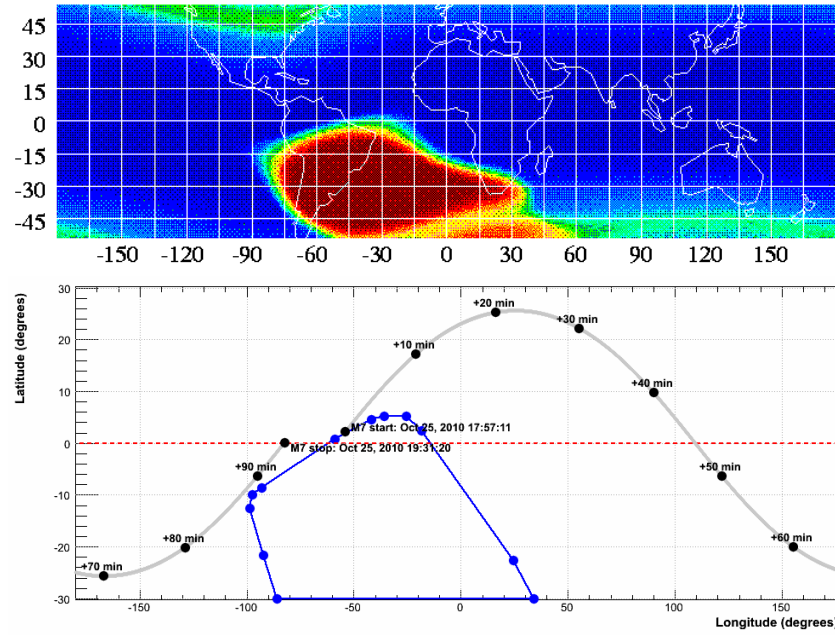


FIGURE 2.2 – **Haut** : Position de l’anomalie sud-Atlantique, vue à une altitude de 560 km environ par le satellite *ROSAT*, en 1990 [17]. **Bas** : Orbite de *Fermi* et contour de la SAA adopté, décrit par un dodécagone.

tomultiplicateurs. Les observations pointées de longue durée affectent l’instrument : les faces du détecteur sont plus longtemps exposées au flux de particules secondaires issues de l’atmosphère terrestre et leur température augmente. Ceci affecte légèrement les sous-détecteurs, ainsi que l’horloge de bord (voir plus loin).

### 2.1.2 Champ magnétique terrestre

Presque à chaque orbite, le satellite passe dans la zone de l’anomalie sud-Atlantique (SAA pour « South Atlantic Anomaly »), où le champ magnétique est plus faible à l’altitude de l’orbite (voir fig. 2.2). Ceci est dû au fait que le pôle magnétique et le pôle géographique terrestres sont éloignés de plusieurs centaines de km. Donc une ligne de champ est plus proche de la surface terrestre d’un côté du globe que de l’autre, et c’est dans cette zone que la ceinture de Van Allen est au plus près. Les flux de rayonnement cosmique y sont plus importants qu’ailleurs, et les détecteurs sont éteints pendant la traversée, en particulier les photomultiplicateurs.

La non-concentricité de la magnétosphère et de l’orbite de *Fermi* implique que le satellite traverse les lignes de champ au cours de son orbite. Pour se repérer on utilise les paramètres  $B$  et  $L$  de McIlwain [18].  $B$  est l’intensité du champ magnétique au point considéré (en Gauss).  $L$  est la distance de la ligne de champ courante au centre de la Terre prise à l’équateur (en unité de rayon terrestre), dans l’approximation dipolaire. L’atténuation du spectre de rayonnement cosmique galactique vu par le satellite est donc d’autant plus importante que  $L$  est faible (voir fig. 2.3).

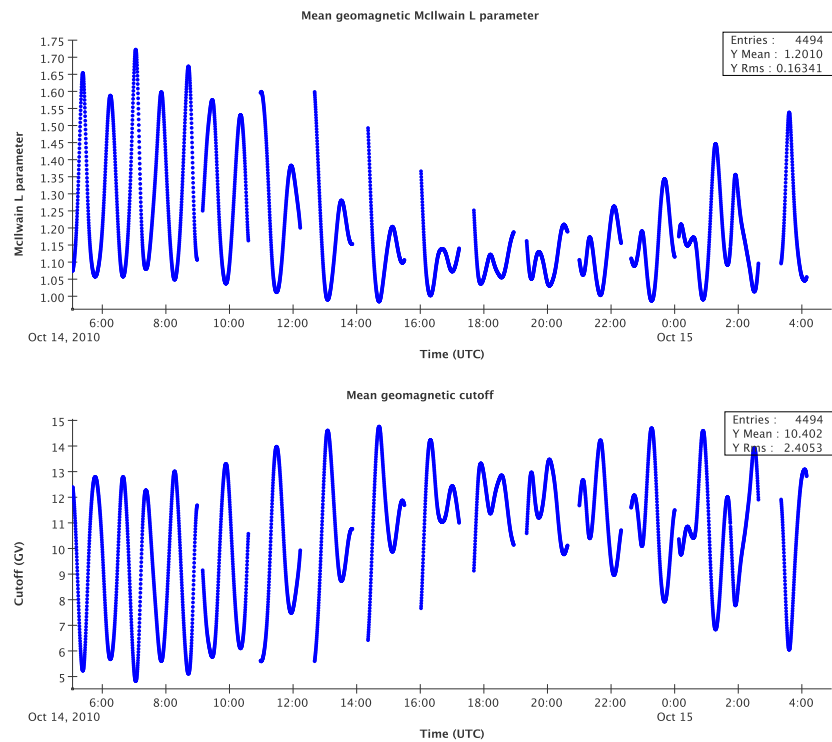


FIGURE 2.3 – **Haut** : évolution sur une journée de la valeur du paramètre  $L$  de McIlwain à la position du satellite. **Bas** : évolution sur la même période de l'énergie de coupure du spectre de rayonnement cosmique déduite de  $L$ . Les flux d'énergie inférieure à cette coupure sont atténués. L'unité de  $L$  est le rayon terrestre moyen ( $R = 6371$  km), d'où les valeurs proches de 1. Les périodes sans données sont dues au passage dans la SAA.

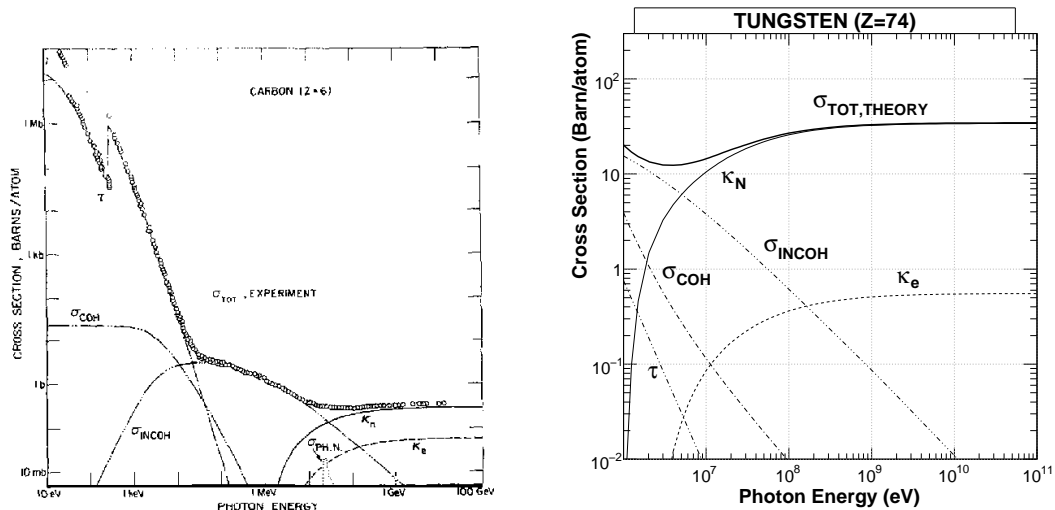


FIGURE 2.4 – Sections efficaces d’interactions photons-matière, en fonction de l’énergie du photon incident pour deux types de noyaux cibles (fig. 1 et tab. 6 [19]). **Gauche** : carbone. Énergies de photon comprises entre 10 eV et 100 GeV. **Droite** : tungstène. Énergies de photon comprises entre 100 MeV et 100 GeV. Les valeurs expérimentales sont comparées au modèle pour le cas du carbone. Les différentes composantes du modèle sont représentées. L’absorption photoélectrique  $\tau$  domine la diffusion Rayleigh  $\sigma_{COH}$  à basse énergie. Ensuite c’est la diffusion Compton  $\sigma_{INCOH}$  qui domine. Enfin la création de paires due au champ du noyau  $\kappa_n$  domine celle due au champ électronique  $\kappa_e$  et la photoabsorption nucléaire  $\sigma_{PH.N.}$ .

## 2.2 Le « Large Area Telescope »

### 2.2.1 Une expérience de physique des particules dans l’espace

Pour un photon d’énergie supérieure à 2,044 MeV rencontrant un matériau quelconque, la réaction suivante est possible :

$$\gamma (+ \text{ champ électrique d'un noyau}) \longrightarrow e^+ + e^-$$

La section efficace de cette réaction est d’autant plus élevée que la charge des noyaux cibles est importante. Ainsi l’énergie à partir de laquelle cette réaction devient prépondérante sur la diffusion Compton est aussi plus faible (voir fig. 2.4).

Le LAT [20] est conçu pour observer cette réaction. Sur le principe des expériences de physique des particules menées sur Terre auprès des accélérateurs, le LAT comprend un trajectographe pour repérer les traces laissées par les particules chargées (entre autres les paires  $e^+e^-$  issues des photons) et d’un calorimètre électromagnétique pour la mesure d’énergie (voir fig. 2.5). Un détecteur anti-coïncidence permet de reconnaître et rejeter la plus grande partie des rayons cosmiques chargés incidents. Ceux-ci ne sont pas enregistrés sauf à des fins d’étalonnage.

La structure du LAT est modulaire (voir fig. 2.5) : 16 tours (respectivement modules) identiques constituent le trajectographe (respectivement le calorimètre), chacune divisée en multiples pistes (respectivement barreaux). Cette multiplication de micro-détecteurs assure une grande précision dans la reconstruction des caractéristiques de chaque particule

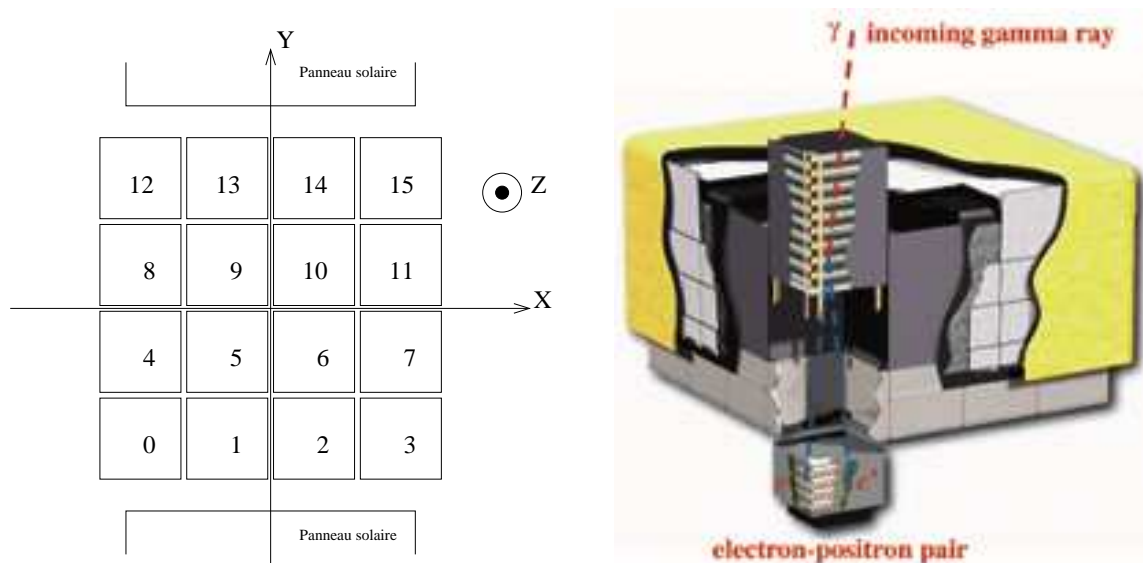


FIGURE 2.5 – Vues schématiques du LAT. **Gauche** : vue de dessus. Les 16 tours sont identifiées et les axes du repère instrumental sont indiqués. **Droite** : vue éclatée. Une tour du trajectographe au-dessus du module correspondant du calorimètre sont mises en évidence. Le détecteur anti-coïncidence (tuiles grises) est protégé par un dôme anti-micrométéorites (en jaune) (fig. 1 [20]).

incidente. Cela permet aussi une certaine redondance de l'information, donc une plus grande fiabilité de l'instrument à long terme.

### Le trajectographe (TKR pour « tracker »)

Le trajectographe du LAT se compose de 16 tours identiques. Chacune est un empilement de 18 « tiroirs » comprenant une couche de tungstène (W) placée entre deux plaques de 24 pistes de silicium (Si) (voir fig. 2.6). La charge importante du tungstène favorise la conversion des photons. Les  $e^+$  et  $e^-$  créés, en traversant les pistes de silicium, y déposent assez d'énergie pour créer un courant électrique dans le semiconducteur. L'orientation alternée des pistes de silicium (selon les axes X et Y du détecteur) et la structure modulaire de l'ensemble permettent de localiser chaque petit dépôt d'énergie, l'ensemble de ces impacts formant la trace laissée par chaque particule. Les directions des traces des  $e^+$  et  $e^-$  permettent de reconstruire la direction du photon incident. Le faible rapport hauteur/largeur ( $= 0,4$ ) du trajectographe confère au LAT son large champ de vue ( $2,4$  sr dans l'analyse usuelle, voir § 2.2.3).

L'épaisseur de la couche de tungstène varie entre les tiroirs. Elle est fine ( $0,03 X_0$ ) dans les 12 tiroirs supérieurs pour limiter les diffusions multiples des particules chargées par le convertisseur, car celles-ci dégradent la résolution angulaire. Dans les 4 suivants elle est plus épaisse ( $0,18 X_0$ ) pour augmenter la surface efficace, en particulier à haute énergie. Les deux derniers tiroirs en sont dépourvus, ce qui limite les pertes d'énergie des particules et permet une bonne reconstruction de leurs trajectoires. Les événements (photons, particules chargées) dont la trace démarre dans une des 12 couches supérieures sont dits de type « front », leur direction est mieux reconstruite que celle des événements dits de type « back » convertis (ou détectés) dans les 4 couches suivantes.

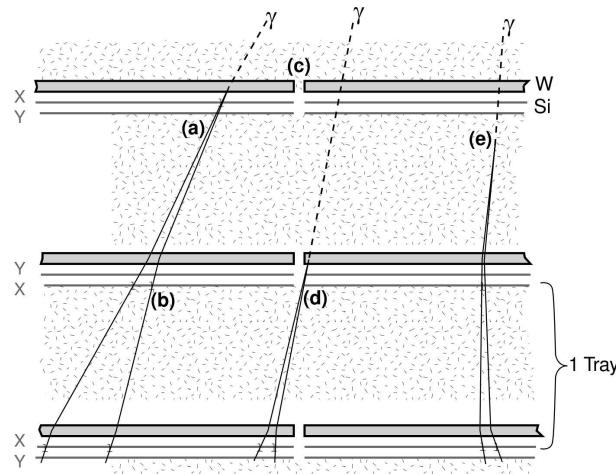


FIGURE 2.6 – Schéma de principe du trajectographe (fig. 5 [20]). La composition d'un tiroir (« tray ») et les espaces relatifs entre les différentes couches le composant sont représentées, ainsi que l'alternance d'orientation des pistes de silicium. Plusieurs cas de conversion et détection de photons sont envisagés. (a) Cas idéal d'une conversion dans la couche de tungstène : les pistes de Si sont placées immédiatement au-dessous, au plus près, pour que la localisation du point de conversion soit le moins possible affectée par les diffusions multiples (cas e). (b) Les pistes sont assez étroites ( $228\mu\text{m}$  de largeur) pour permettre de distinguer les deux traces, ce qui améliore la résolution angulaire et le rejet de rayons cosmiques ne laissant qu'une trace primaire. Ceci permet aussi de détecter les rares conversions n'ayant pas lieu dans le tungstène (cas e). (c) Les couches de tungstène ne couvrent pas les espaces entre les pistes de Si pour limiter les conversions mal localisées. Ces dernières n'ont lieu qu'aux extrémités des zones actives (cas d).

Une particule chargée qui traverse le trajectographe laisse de l'énergie par diffusion dans les couches de convertisseur qu'elle traverse. Ces dépôts sont comptabilisés dans l'estimation de l'énergie de la particule (éventuellement du photon) incidente, l'épaisseur de la couche de tungstène traversée et l'angle d'incidence sont pris en compte. Pour des photons d'énergie inférieure à 80 MeV c'est la seule donnée utilisable, les secondaires de ces événements n'atteignant pas le calorimètre en général.

Si le bruit électronique dans une piste dépasse le seuil correspondant au passage d'une particule chargée, cette piste devient inutilisable. Ceci diminue l'efficacité de détection des traces et donc dégrade un peu la surface efficace et la résolution angulaire de l'instrument. La fraction de pistes à ignorer reste plus faible que  $10^{-4}$  à ce jour, ainsi l'effet de ce vieillissement est encore négligeable.

### Le calorimètre (CAL)

Le calorimètre, situé au-dessous du trajectographe, est formé de barreaux d'iodure de césium (CsI) dans lesquels les particules chargées développent une gerbe et déposent une grande partie de leur énergie. Le matériau ainsi excité scintille, et la collection de la lumière par différentes photodiodes aux extrémités de chaque barreau permet la mesure de l'énergie déposée. Le calorimètre est fait de 16 modules identiques, chacun fait de 8 couches d'orientations alternées (selon X ou Y) de 12 barreaux de CsI (voir fig. 2.7).



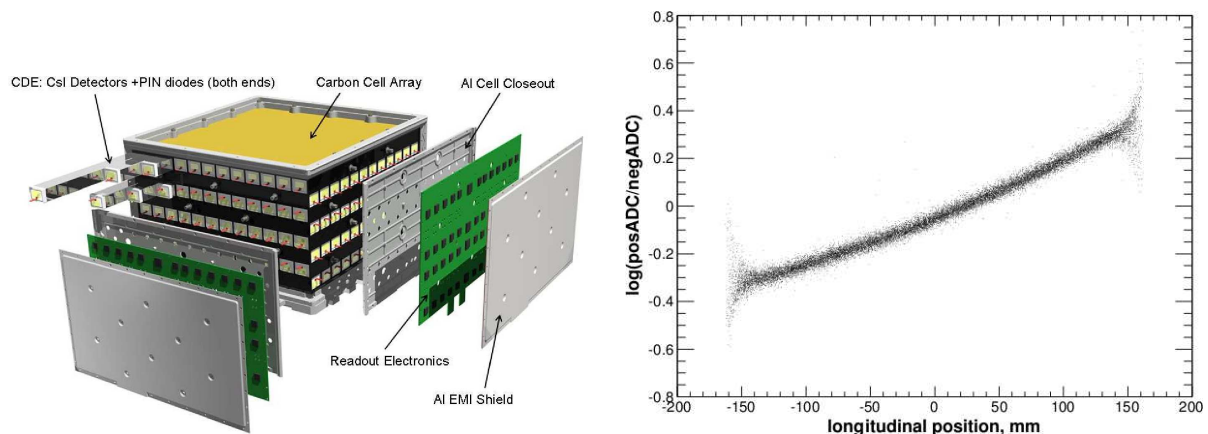


FIGURE 2.7 – **Gauche** : Vue éclatée d'un module du calorimètre du LAT (fig. 6 [20]). **Droite** : Asymétrie de la collection de lumière de scintillation due au passage de muons dans un barreau du calorimètre, en fonction de la position de l'impact sur la longueur du barreau. L'asymétrie est exprimée comme le logarithme du rapport des tensions mesurées aux extrémités du barreau. Test effectué avant lancement à l'aide de muons secondaires du rayonnement cosmique. (fig. 7 [20]).

À chaque extrémité de chaque barreau se trouvent deux photodiodes. Le courant de chaque photodiode est amplifié par deux gains, les 4 canaux disponibles permettent de couvrir entièrement la gamme d'énergie déposée : de 2 MeV à 70 GeV par barreau. Pour chaque événement, seul le canal le plus adapté est lu, aux extrémités de chaque barreau atteint. C'est la différence d'intensité lumineuse entre les deux extrémités qui permet de situer précisément chaque dépôt. On lit la totalité des voies du calorimètre de manière périodique pour l'étalonnage : si aucune particule ne passe dans le détecteur au même moment on lit la tension en l'absence de signal. La moyenne de la distribution de ces lectures répétées donne, pour chaque voie, le piédestal, valeur à soustraire de la tension lue pour connaître la quantité d'énergie effectivement déposée. La moyenne et la largeur de cette distribution sont déterminées par le bruit électronique.

La mesure et la localisation de chaque dépôt d'énergie permet d'affiner la mesure de l'énergie et de la direction de la particule incidente. Le procédé est itératif : la direction de l'événement est d'abord donnée par le barycentre des dépôts d'énergie dans le CAL et les deux premiers impacts dans le TKR. Cette information est utilisée pour modéliser la forme de la gerbe, ce qui permet de corriger le dépôt d'énergie mesuré en tenant compte des pertes dans les interstices et de la partie non-contenue dans le détecteur (la profondeur du CAL est de  $8,6X_0$ ). Cette estimation de l'énergie permet enfin d'affiner la mesure de direction dans le TKR, les probabilité de diffusions multiples diminuant avec l'énergie de la particule incidente. La modélisation de la gerbe fournit aussi une information sur la nature de l'événement : une gerbe hadronique est plus large par exemple qu'une gerbe électromagnétique, ce qui permet de reconnaître une partie des protons et ions du rayonnement cosmique.

Le bruit électronique, qui détermine les piédestaux, augmente avec la température, et aussi éventuellement avec le temps. Quand le bruit est plus important que la tension produite par le passage d'une particule cette voie devient inutilisable. Le nombre de voies à ignorer définitivement est assez faible pour le moment pour ne pas affecter

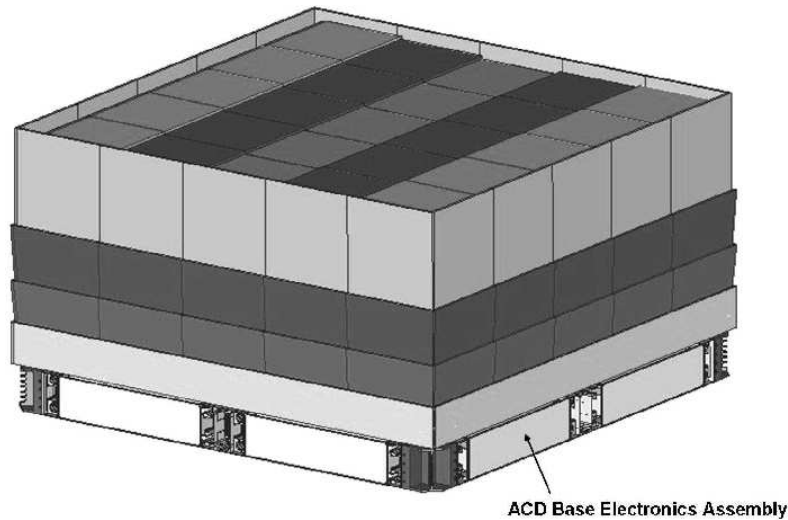


FIGURE 2.8 – Schéma de l’ACD (fig. 9 [20]). 89 tuiles recouvrent le trajectographe : 25 sur le dessus et 16 sur chaque face. Pour éviter de laisser des espaces non-couverts, les tuiles du dessus se chevauchent dans une direction. Dans l’autre direction, quatre rubans de fibre optique passent entre les tuiles du dessus et des faces et sont couplés à deux photomultiplicateurs placés à leurs extrémités au bas de chaque face de l’ACD.

significativement les performances du CAL. Les variations de température observées lors d’observations pointées étaient de l’ordre de  $2^{\circ}\text{C}$  et n’ont pas non plus affecté sensiblement la mesure d’énergie.

Avec le temps, le CsI irradié absorbe une fraction de plus en plus importante de son propre rayonnement de scintillation. Ceci réduit l’asymétrie entre les deux extrémités d’un barreau, ce qui affecte la modélisation de la gerbe. Pour prendre en compte cette évolution, des runs dédiés à l’étalonnage sont effectués tous les 3 mois environ pour mesurer l’asymétrie dans chaque barreau. Les références utilisées pour la reconstruction des caractéristiques des événements sont mis à jour au fur et à mesure.

### Le détecteur anti-coïncidence (en anglais ACD)

Un détecteur anti-coïncidence, formé de tuiles de scintillateur plastique, recouvre le dessus et les côtés du trajectographe (voir fig. 2.8). Ce matériau ne scintille que lorsqu’il est traversé par une particule chargée, ce qui permet d’utiliser ce sous-détecteur comme veto. Dans la logique de déclenchement à bord, chaque tour du TKR est associée à plusieurs tuiles de l’ACD placées au-dessus. Les événements de haute énergie ( $> 10\text{ GeV}$ ) réagissant avec le matériau du calorimètre produisent des particules secondaires dans l’ensemble de l’instrument, dont certaines peuvent déposer de l’énergie dans les tuiles de l’ACD. Seuls les dépôts situés dans les tuiles associées à la tour d’entrée du photon sont prises en compte dans la condition de veto. Ainsi, seuls  $\sim 20\%$  des photons de ces hautes énergies sont éliminés par un veto appliqué à leurs particules secondaires (« self-veto »).

Chaque tuile de scintillateur est reliée par des fibres optiques à deux photomultiplicateurs redondants. Les piédestaux et gains de ceux-ci varient avec la température. Ils vieillissent aussi d’autant plus qu’ils sont exposés au rayonnement cosmique, c’est pourquoi ils sont éteints pendant la traversée de la SAA.

## 2.2.2 Du photon aux données finales

### En vol : détection et pré-filtres

Chacun des sous-détecteurs décrits ci-dessus participe à la détection des particules incidentes. Le TKR détecte le passage des particules chargées (primaires ou secondaires). L'ACD, réparti en zones associées à chaque tour du TKR, détecte l'entrée d'une particule chargée. Le CAL mesure le développement des gerbes électromagnétiques. Un dépôt d'au moins 2 MeV est nécessaire pour enregistrer le passage dans un barreau. Deux seuils sont définis pour distinguer le passage de particules de haute ou très haute énergie : 100 MeV et 1 GeV par barreau.

Ceci définit une liste de conditions de base ou « *trigger primitives* » :

- « externe » (condition non-physique)
- « sollicité » (condition non-physique)
- « périodique » : (condition non-physique) lecture, déclenchée à une fréquence de 2 Hz, de l'ensemble des voies du CAL, afin de suivre l'évolution de leurs piédestaux (voir plus haut).
- « TKR » : au moins trois impacts alignés sont nécessaires pour conserver un événement.
- « ROI » : ACD en mode veto (voir plus haut).
- « CNO » : grand dépôt d'énergie dans l'ACD. Ceci sert à détecter les ions relativement lourds ( $Z > 6$ ), d'où son nom : « Carbon Nitrogen Oxygen ».
- « CAL-LO » : CAL avec seuil à 100 MeV par cristal.
- « CAL-HI » : CAL avec seuil à 1 GeV par cristal.

Pour chaque événement incident, la première condition remplie marque le début d'une période de  $1,5 \mu\text{s}$  appelée *fenêtre de trigger*, pendant laquelle les informations de trigger de l'événement seront enregistrées. Les particules incidentes sont réparties en fonction des combinaisons de conditions de bases qu'elles remplissent, ou « *trigger engines* » (voir tab. 2.1). Par exemple, un photon d'origine astrophysique remplit d'abord la condition TKR, puis éventuellement CAL à l'un ou l'autre seuil si son énergie est suffisante et son inclinaison pas trop importante, cela sans activer le veto de l'ACD, ce qui correspond typiquement au *trigger engine* numéro 7.

Une première étape du rejet du rayonnement cosmique a donc lieu ici. Si la condition ROI est remplie la première, ce qui correspond à un rayon cosmique chargé, l'événement n'est pas gardé en mémoire. Cette condition peut être remplie pendant la *fenêtre de trigger* ouverte par un photon, si une particule chargée arrive pendant que cette fenêtre est encore ouverte. La condition CNO ne doit pas non plus être remplie la première, cela correspondrait à un rayon cosmique de haute énergie. La condition CAL LO ne doit pas être remplie la première non plus, cela correspond à des photons ou particules chargées de haute énergie provenant de la Terre ou du rayonnement cosmique Galactique, qui atteignent le CAL par le dessous ou le flanc. Comme ils ne passent pas d'abord par l'ACD on ne peut pas distinguer les photons des particules chargées donc il vaut mieux tout rejeter. Les photons et particules de très haute énergie (remplissant la condition CAL HI) sont moins nombreux, et à ces énergies on peut distinguer une gerbe électromagnétique d'une gerbe hadronique, ils sont donc retenus et analysés au sol. Pour certaines combinaisons de conditions assez typiques de particules chargées on choisit de ne pas garder tous les événements, selon certaines valeurs de préfacteurs. Par exemple on ne garde qu'un événement sur 250 qui remplissent la condition CNO en plus d'une des autres, car ce sont probable-

Trigger Engine	Externe	Sollicité	Périodique	CNO	CAL-HI	CAL-LO	TKR	ROI	Piédestal retranché	Canaux lus (CAL)	Préfacteur
0	1	x	x	x	x	x	x	x	oui	1	-
1	0	x	x	x	x	x	0	1	oui	1	-
2	0	1	x	x	x	x	x	x	oui	1	-
3	0	0	1	x	x	x	x	x	non	4	-
4	0	0	0	1	x	1	1	1	oui	4	-
5	0	0	0	1	x	x	x	x	oui	1	249
6	0	0	0	0	1	x	x	x	oui	1	-
7	0	0	0	0	0	x	1	0	oui	1	-
8	0	0	0	0	0	1	0	0	oui	1	-
9	0	0	0	0	0	1	1	1	oui	1	-
10	0	0	0	0	0	0	1	1	oui	1	49

TABLE 2.1 – Logique de déclenchement à bord. Chaque ligne indique la composition d'un *trigger engine*, combinaison des conditions de base ou *trigger primitives*. Les préfacteurs appliqués pour la mémorisation des événements remplissant les différentes combinaisons sont indiqués, ainsi que le nombre de canaux lus à chaque bout de chaque cristal du calorimètre. La combinaison numéro 3 sert au suivi des piédestaux (voir texte) c'est pourquoi la hauteur du piédestal moyen n'est pas retranchée de la lecture.

ment des ions du rayonnement cosmique mal reconstruits donc inutiles pour l'étalonnage de l'instrument.

Chaque événement est présenté à une série de filtres, basés à la fois sur ces conditions de base et sur une reconstruction simplifiée des traces effectuée à bord : « photon », « ion lourd » ( $Z=6$  et plus), « MIP » pour « particule au minimum d'ionisation » (essentiellement des protons) et « diagnostique ». Le filtre « MIP » n'est utilisé que lors de runs dédiés où on se sert du dépôt d'énergie connu de ces particules comme étalon. Les autres filtres sont constamment utilisés. Le filtre « ion lourd » sélectionne des ions bien reconstruits du rayonnement cosmique pour l'étalonnage, notamment de l'échelle de mesure d'énergie. Le filtre « diagnostique » permet de garder des particules de toutes natures, en appliquant des préfacteurs sur les combinaisons de conditions de base. Le filtre « photon » applique une sélection jusqu'à 20 GeV, et accepte tous les événements au-delà.

### Au sol : reconstruction et classification

Les données brutes contiennent des informations basiques telles que : date de déclenchement, informations de trigger, pistes ayant vu l'événement, cristaux lus et dépôts d'énergie. Elle sont enregistrées à bord, et envoyées au sol 6 à 8 fois par jour, en ordre quelconque, via le réseau de satellites *TDRSS* (« Tracking and Data Relay Satellite System ») et ses antennes radio au sol [21]. Les données brutes sont transmises au centre de calcul du *SLAC*, où le traitement peut commencer : reconstruction des traces et des vertex, calcul de l'énergie des particules incidentes. Les particules sont classées par nature probable en fonction des étapes précédentes. Ce processus de reconstruction et de classification suit un réseau de neurones de type « classification tree » [22]. Les bons candidats photons sont conservés pour l'analyse. Une voie supplémentaire a été ajoutée récemment pour la classification et l'analyse des électrons et positrons [23, 24].

Les générations successives de ces réseaux de neurones sont appelées « Pass ». Les données publiques actuelles sont issues de la classification Pass6, trois classes de candidats photons y sont définies, de moins en moins contaminées par le fond de rayonnement cosmique : **transient** qui maximise le signal des sources transitoires, **source** prévue à l'origine pour l'étude des sources ponctuelles et actuellement inusitée, et **diffuse** utilisée pour l'étude des sources permanentes ponctuelles ou étendues. Une classe **extradiffuse** encore plus « pure » a été mise au point pour l'étude de l'émission diffuse extragalactique. La classification Pass7 est actuellement testée par la collaboration, en interne, elle comprend 10 classes de photons, y compris des événements reconstruits uniquement grâce au TKR ou uniquement grâce au CAL. Elle comprend aussi des classes de leptons, protons, noyaux d'hélium, et ions lourds clairement identifiés. La génération suivante, Pass8, est encore en développement et implique une nouvelle reconstruction. Celle-ci doit permettre de différencier la contribution de l'événement reconstruit, de celle d'événements accidentels, rayons cosmiques chargés ayant atteint le détecteur peu de temps auparavant et laissé une empreinte dans les sous-détecteurs. Ceux-ci peuvent générer un morceau de trace supplémentaire dans le TKR ou déposer jusqu'à 30 MeV dans le CAL, ce qui dégrade la qualité des événements reconstruits et diminue donc l'acceptance des classes de photons standard. Il s'agit essentiellement de rayons cosmiques chargés de basse énergie, dont le flux dépend de la position du satellite dans le champ magnétique terrestre, et est donc corrélé au paramètre  $L$  de McIlwain. Ce flux variable de particules chargées a été pris en compte pour réestimer les fonctions de réponse pour les données classifiées d'après les algorithmes Pass6 et Pass7.

Plusieurs fichiers au format **root** ou **fits** sont produits successivement au cours de la reconstruction et classification. Les fichiers publics de type **FT1** sont la dernière étape, ils contiennent les informations nécessaires aux analyses pour tous les événements candidats photons. L'étape précédente est un fichier de type **merit**, celui-ci contient des informations plus détaillées sur chacun des événements. L'analyse standard qui est décrite dans ce chapitre et au chapitre 4 utilise les fichiers **FT1**. L'analyse non-standard proposée au chapitre 6 est basée sur une sélection relâchée, qui englobe plus d'événements que les classes de photons « publiques » définies ci-dessus. Elle nécessite aussi les informations contenues dans les fichiers **merit** qui ne sont pas rendus publics.

## Étalonnage de l'instrument et tests des méthodes de reconstruction

Les méthodes de reconstruction ont été testées sur de grandes quantités de photons simulés. Ces simulations ont été effectuées à l'aide de **gleam** [25], programme dérivé de **geant4** prenant en compte la géométrie du LAT et l'ensemble des réactions possibles entre la particule incidente et le détecteur. Les fonctions de réponse de l'instrument (IRF en anglais) sont aussi dérivées de telles simulations. La *fonction d'étalement à un point* (PSF pour « Point Spread Function ») est la distribution des directions reconstruites d'événements provenant d'une même direction vraie supposée. Celle-ci est en général considérée symétrique de révolution et seul son rayon de contenance à 68% est tabulé. La *surface efficace de détection* ( $A_{eff}$ ) est une section efficace macroscopique d'interaction entre une particule incidente et le détecteur-cible. La *fonction de redistribution en énergie* enfin est la distribution de l'énergie mesurée de photons de même énergie vraie, sa largeur est appelée résolution énergétique. Ces grandeurs sont paramétrisées, interpolées et tabulées en fonction de l'énergie vraie des particules simulées et de l'inclinaison de la position vraie de leur source dans le champ de vue de l'instrument (voir § 2.2.3).

Les simulations ont été validées (et corrigées le cas échéant) à partir de vraies mesures. Avant le lancement, plusieurs séries de tests sur faisceaux ont été effectuées, au *CERN* (Genève), au *GSI* (Darmstadt, Allemagne), et au *SLAC* (Stanford, É.-U.) [26]. L'« unité d'étalonnage » constituée de deux tours du TKR et 3 modules du CAL, a été soumise à des faisceaux d'électrons et de protons de 1 GeV à 300 GeV, et aux photons de leur rayonnement de freinage observés entre 50 MeV et 1 GeV.

Un étalonnage en vol a également été effectué, il est décrit dans [27]. L'étalonnage de l'échelle de mesure d'énergie est basé sur les protons et les ions lourds issus des filtres « MIP » et « ion lourd ». Plusieurs runs dédiés à l'étalonnage des différents sous-détecteurs ont eu lieu, notamment durant la phase d'étalonnage en vol (« L&EO » pour « Launch and Early Operations ») qui s'est terminée le 4 août 2008. Différentes configurations de la logique de déclenchement à bord ont aussi été testées. Ceci a notamment permis de minimiser le temps mort, en rejetant autant que possible de rayons cosmiques chargés mal reconstruits tout en gardant une quantité suffisante d'événements utiles pour l'étalonnage. Les limites du polygone définissant la SAA, utilisé par le LAT, ont été ajustées d'après l'observation de l'évolution du taux de déclenchement du TKR avec la position du satellite. L'effet des événements accidentels a été observé pendant cette phase initiale. Il est maintenant pris en compte en ajoutant de tels événements, sélectionnés dans les données, aux simulations de photons. Ces simulations « augmentées » sont ensuite reconstruites de la manière habituelle pour reproduire les performances de l'instrument. Enfin, la forme de la PSF et la résolution angulaire peuvent être mesurées d'après l'observation de sources ponctuelles de position connue (voir un exemple au chapitre 6).

## Suivi du processus et qualité des données récoltées

Il est possible de contrôler en temps réel l'avancée de la transformation des données et la qualité des données collectées, grâce à une interface web mise au point essentiellement par les chercheurs du *SLAC* et de l'*INFN*. Les données brutes de chaque « run » (prise de données entre deux traversées de la SAA, ou couvrant une orbite complète le cas échéant, sauf configurations particulières) arrivent par petits morceaux au gré des transferts entre le satellite et le sol. Chaque morceau est traité, et les morceaux de chaque run sont rassemblés. Ces étapes sont suivies à travers la base de données regroupant les données, et de nombreux graphiques et distributions de contrôle sont générés (voir par exemple fig. 2.3 et figures ci-après). Le travail du scientifique d'astreinte est de surveiller le processus et de vérifier l'allure des graphiques de contrôle<sup>3</sup>. Un système de message d'alarmes a été mis au point, basé sur les plages de valeurs usuelles des différentes quantités à surveiller.

Quelques exemples de quantités importantes à surveiller :

- **configuration de l'observation** : configuration des conditions autorisées ou non à ouvrir la fenêtre de trigger, valeurs des seuils et piédestaux dans le cas de runs d'étalonnage dédiés, coordonnées pointées en cas de ToO ou ARR.
- **état de l'instrument** : températures des parties du détecteur, activité des processeurs et de la mémoire à bord, bruit électronique persistant affectant les piédestaux du CAL ou de l'ACD ou l'utilisation des pistes du TKR, extinction effective de l'instrument à l'approche de la SAA.
- **qualité des données** : les points déjà cités affectent les performances du détecteur. On peut vérifier aussi l'évolution des taux d'événements passant les filtres successifs, des conditions de base aux classes de photons finales. L'horloge de bord doit aussi garder une précision suffisante, meilleure que quelques  $\mu\text{s}$  pour l'étude des pulsars de courte période. Un GPS de bord garantit la précision de cette horloge, en cas de perte du signal GPS extérieur pendant plusieurs minutes. La précision de celui-ci dépend de la température de l'électronique (voir fig. 2.9).

Les graphiques servant à contrôler la qualité des données montrent aussi des événements scientifiquement intéressants. Les sursauts  $\gamma$  brillants apparaissent dans les taux d'événements bruts (voir fig. 2.10). L'ACD est aussi un excellent détecteur d'éruptions solaires et de rayons cosmiques de très haute énergie (voir fig. 2.11).

---

3. J'ai eu l'occasion d'effectuer ce type de tâche de service, d'abord au *SLAC* en juillet 2008, pendant la phase L&EO, puis de temps à autres depuis Montpellier, soit 8 semaines au total.

---

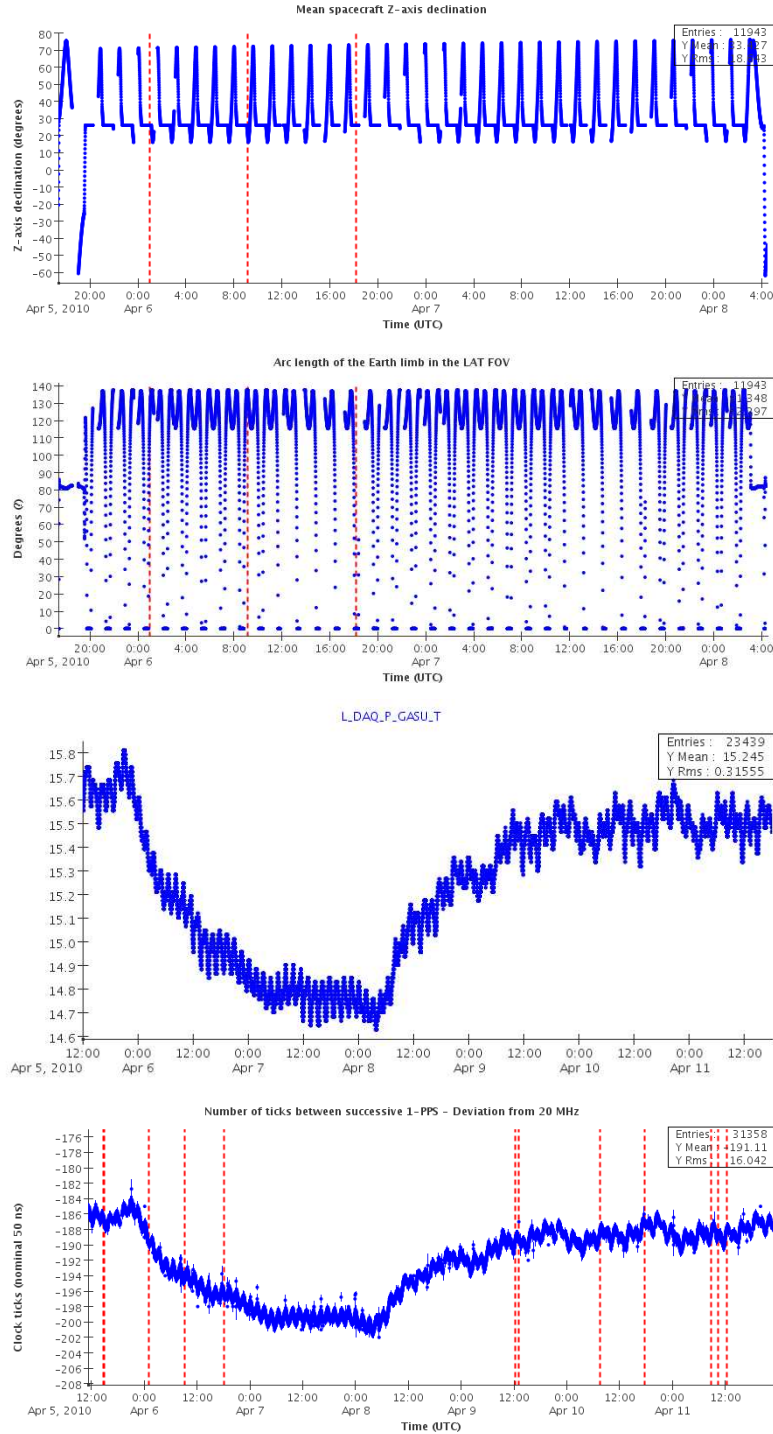


FIGURE 2.9 – ToO en direction de 3C454.4 en avril 2010, du 5 à 19h40 au 8 à 3h. **De haut en bas, 1 :** déclinaison (degrés), direction pointée :  $\alpha = 343,4910^\circ$ ,  $\delta = 26,1480^\circ$ . **2 :** Longueur de l’arc de cercle limitant l’atmosphère terrestre, et contenu dans le champ de vue. La contamination du champ de vue par l’atmosphère terrestre est plus importante qu’en observation nominale, du fait du suivi de la cible. **3 :** la température moyenne du cœur électronique ( $^\circ\text{C}$ ) décroît pendant l’observation pointée puis relaxe. D’autres sous-ensembles ont vu leur température augmenter plutôt. **4 :** déviation de la fréquence d’horloge par rapport à la moyenne de 20 MHz. La déviation observée est prise en compte dans le calcul du temps absolu.



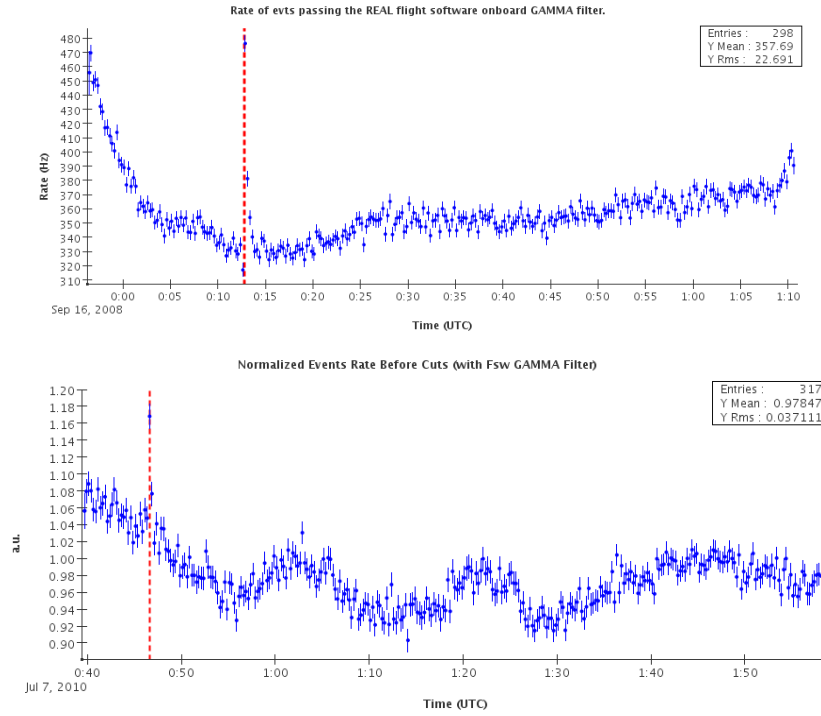


FIGURE 2.10 – Observation de sursauts  $\gamma$  dans les taux d'événements issus du filtre « photon » à bord. **Haut** : GRB 080916C, sursaut  $\gamma$  le plus énergétique détecté par le LAT (taux brut). **Bas** : GRB 100707A, sursaut transverse, détecté uniquement dans les données du TKR (taux normalisé par rapport aux moyennes observées en mode d'observation normal). Les traits pointillés verticaux rouges marquent les dates des détections par le GBM.

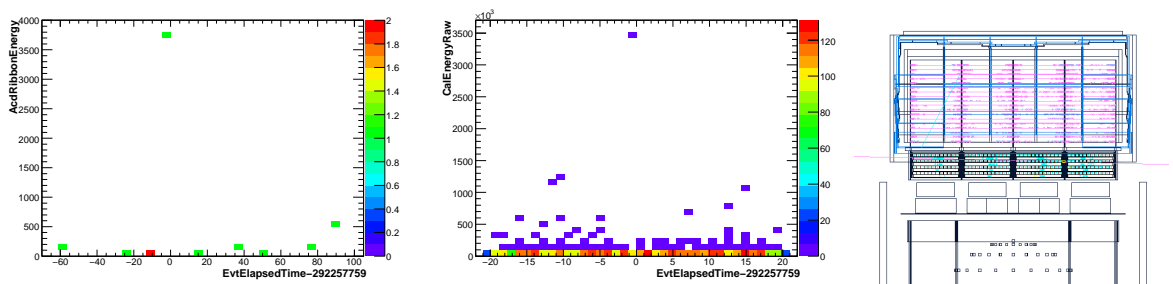


FIGURE 2.11 – **Gauche** : L'énergie totale déposée dans les rubans de l'ACD dépasse ponctuellement de loin la valeur habituelle avec 3,6 GeV. **Milieu** : Simultanément, un événement dépose 3,5 TeV dans le CAL. **Droite** : L'observation de cet événement en particulier montre bien l'allure d'un rayon cosmique de très haute énergie (peut-être  $\sim 10$  TeV) dont la gerbe hadronique et le backslash allument tous les sous-détecteurs : ici une vue dans le plan YZ du détecteur et des impacts produits par l'événement dans le TKR (étoiles roses), le CAL (carrés cyan) et l'ACD (contours des tuiles illuminés en bleu) obtenue avec le visionneur d'événements *wired* [28].

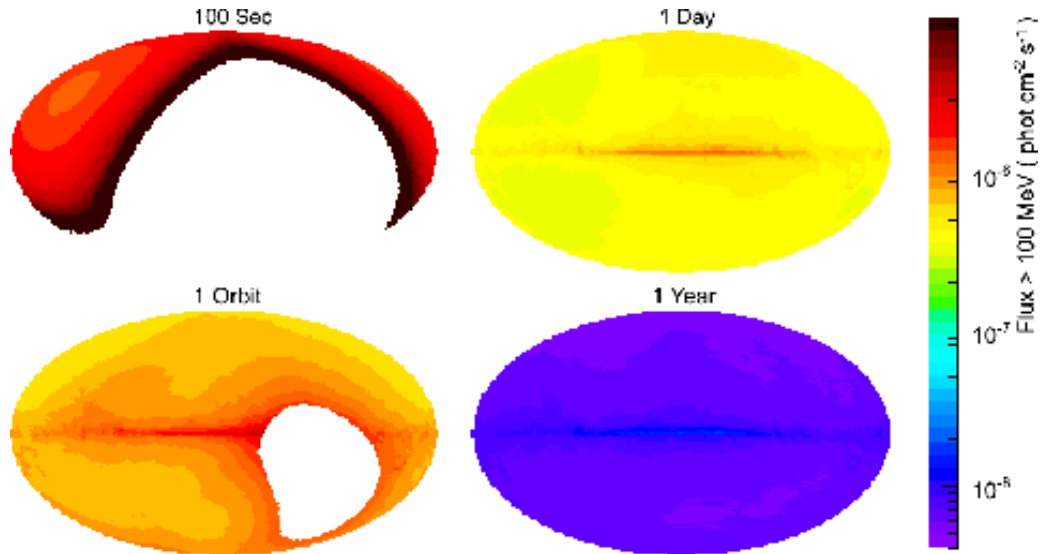


FIGURE 2.12 – Sensibilité du LAT (flux intégré détectable) pour différentes durées d'exposition, en supposant un mode normal d'observation (fig. 2 [20]). Chaque carte est en coordonnées galactiques, le plan Galactique y apparaît d'ailleurs nettement. La couverture du ciel sur deux ou plusieurs orbites est homogène. Après un an d'observation, des sources permanentes faibles peuvent être détectées dans les données du LAT :  $<10^{-8}\text{ph.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$ .

### 2.2.3 Performances

Les performances du LAT sont résumées dans le tableau 2.2 et illustrées par les figures 2.13 et 2.12. La surface efficace du détecteur est déterminée pour chaque combinaison de sélections envisagée. Son évolution avec l'angle d'inclinaison de la source définit le champ de vue du détecteur (FoV pour « Field of View »), qui est de 2,4 sr à 1 GeV :

$$FoV = \frac{\int A_{eff}(\theta, \phi) d\Omega}{A_{eff}(0, 0)}$$

Paramètre	Valeur
Domaine d'énergie	20 MeV – 300 GeV
Surface efficace sur axe entre 1 GeV et 10 GeV	9500 cm <sup>2</sup>
Résolution énergétique (1 déviation standard)	
à 100 MeV sur axe	15%
1 – 10 GeV sur axe	9%
68% PSF sur axe	
à 100 MeV	3,5°
à 1 GeV	0,6°
>10 GeV	≤0,15°

TABLE 2.2 – Récapitulatif des performances du LAT (tab. 1 [20]).

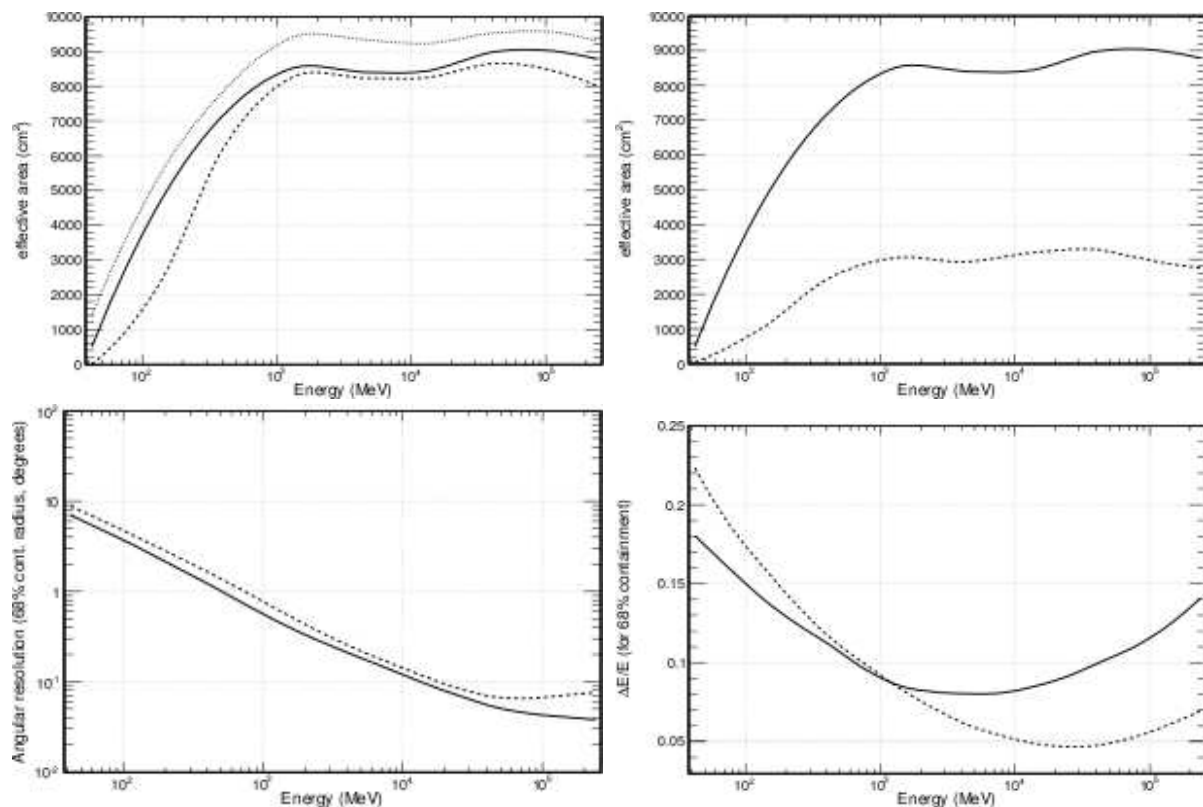


FIGURE 2.13 – Fonctions de réponse du LAT en utilisant la classification Pass6, en fonction de l'énergie et l'inclinaison vraies des photons (fig. 14, 15, 17, 18 [20]). **Haut gauche :** surface efficace de détection  $A_{eff}$  sur axe pour les classes de photons Pass6 : **diffuse** (pointillé), **source** (ligne continue), **transient** (pointillé fin). Cette dernière classe de photons est la sélection la plus relâchée et implique donc une surface efficace plus importante. **Haut droite :**  $A_{eff}$  pour des photons de classe **source** sur axe (ligne continue) ou à  $60^\circ$  d'inclinaison (pointillé). L'efficacité de détection est plus faible à grande inclinaison. **Bas gauche :** Rayon contenant 68% de la PSF pour des photons de type « front », sur axe (ligne continue) ou à  $60^\circ$  d'inclinaison (pointillé). **Bas droite :** Résolution énergétique pour des photons sur axe (ligne continue) ou à  $60^\circ$  d'inclinaison (pointillé).

## 2.2.4 Chaîne d'analyse standard

### Format et choix des données

Les données *Fermi* utilisées pour l'analyse usuelle se présentent au format **FITS** (« Flexible Image Transport System »), format standard de données utilisé par la communauté astrophysique. Elles sont mises à la disposition de tous depuis fin août 2009 [29]. Les fichiers de type **FT1** contiennent les informations nécessaires à l'analyse sur chaque candidat photon de classe **transient** : date d'arrivée, énergie, direction reconstruite, etc. Les fichiers de type **FT2** contiennent l'information de pointé et de position de l'instrument, moyennée par intervalles de 30 secondes.

La classe de photons **transient** maximise le nombre d'événements disponibles pour l'analyse. Elle convient à l'étude des sources transitoires, comme l'émission prompte de sursauts  $\gamma$ . Pour les analyses de sources permanentes ponctuelles ou spatialement étendues, la classe **diffuse** est utilisée, qui est contenue dans la classe **transient**. Elle correspond à des sélections plus strictes sur la qualité de reconstruction des événements, et est donc moins contaminée par le fond de rayons cosmiques. Elle convient à la recherche d'émissions prolongées de sursauts  $\gamma$  (voir chapitre 7).

Comme le montre la fig. 2.13, la surface efficace attendue pour ces sélections « standard » est très faible au-dessous de 100 MeV. Le nombre d'événements réellement observés à ces énergies avec ces sélections est effectivement faible, il est donc difficile de vérifier la validité des réponses instrumentales calculées ainsi que de la classification des événements. Les analyses standard se basent donc sur les événements d'énergies supérieures à 100 MeV.

Pour l'analyse qui suit une région d'intérêt (ROI pour « Region of Interest ») doit être définie : région circulaire centrée par exemple autour de la position supposée de la source que l'on veut étudier. Cette région doit être assez grande pour contenir les événements issus de la source étudiée, en tenant compte de l'extension de la PSF : 10 à 15° de rayon au minimum pour une énergie minimale de 100 MeV. Il faut aussi éviter la contamination de cette ROI par l'atmosphère terrestre. En effet, les gerbes produites par le passage de rayons cosmiques dans la Terre ou son atmosphère génèrent un important flux de particules et photons, utiles pour les études de validation mais gênantes pour l'analyse. On exclut en général les événements formant un angle de 105° ou plus avec le zénith du satellite.

### Outils d'analyse

Les **Science Tools**, outils d'analyse courante également mis à disposition [29], ont été mis au point à l'intérieur de la collaboration LAT pour l'analyse des données. Celle-ci est basée sur la méthode du maximum de vraisemblance (voir chapitre 4), et chaque outil effectue une tâche. Voici quelques exemples d'outils communs à toutes les analyses :

- **gtselect** : sélection des événements selon leur énergie, leur direction, leur mode de conversion et leur classe
- **gtltcube** : calcul de l'exposition pour chaque direction de la ROI
- **gtdiffrrsp** : calcul de la probabilité d'associer chaque photon à une composante diffuse
- **gtexpmap** : intégrale sur l'énergie et la direction mesurées dans la ROI de la réponse instrumentale (produit de l'acceptance, de la redistribution de l'énergie, et de la

PSF), donnée sous formes de cartes en direction vraie, pour plusieurs intervalles d'énergie vraie.

- **gtlike** : ajustement spectral de toutes les composantes par la méthode du maximum de vraisemblance (voir chapitre 4)

Les étapes de l'analyse spécifique aux sursauts  $\gamma$  sont décrites au chapitre 4.

Pour améliorer ces outils et vérifier leurs performances de reconstruction des essais ont été effectués à l'aide de simulations. Plusieurs bases de données simulées à l'aide du simulateur complet **gleam** ont été générées avant le lancement, incluant les émissions diffuses (Galactique, Extragalactique et résiduelles), des sources ponctuelles du catalogue *EGRET* et nouvelles, et des sursauts  $\gamma$ , le « jeu » pour les membres de la collaboration consistant à faire les analyses de toutes ces sources avant de comparer leurs résultats aux « solutions ». Ces tests ont été renouvelés à mesure des améliorations des outils, en reproduisant des durées d'observation variables, tenant compte de conditions d'observations diverses, et éventuellement de compléments aux simulations. Les algorithmes de recherche automatique de sursauts  $\gamma$  (ASP, voir chapitre suivant) et sources transitoires ont été mis au point en partie lors de ces tests.

Des vérifications plus systématiques ont été effectuées au sein de chaque groupe de travail<sup>4</sup> pour estimer les biais éventuels et incertitudes typiques des méthodes d'analyse (spectre, localisation). Elles sont en général basées sur des « grilles » de sources fictives reproduisant l'espace des paramètres des sources d'intérêt : flux, indice spectral, énergie d'atténuation du spectre, incidence de la source dans le champ de vue, etc. De nombreuses réalisations d'une même combinaison de paramètres permettent de construire des distributions des valeurs reconstruites, à partir desquelles sont estimés biais et incertitudes typiques. Les simulations sont effectuées à l'aide du simulateur rapide **gtobssim**, qui ne retrace pas le passage dans l'instrument de chaque photon simulé. Cet outil utilise les tables d'IRF pour simuler les caractéristiques mesurées de chaque photon, ce qui est totalement cohérent avec l'analyse qui suit. Ainsi c'est bien la méthode utilisée, pour l'ajustement spectral ou le calcul de localisation, qui est étudiée. J'ai effectué ce type de vérification des méthodes d'analyse spectrale utilisées pour les sursauts  $\gamma$  (voir chapitre 4).

Une autre série d'outils nommée **Glast Release** inclut le simulateur **gleam**, les programmes nécessaires à la reconstruction et classification des événements observés, ainsi que ceux servant à créer les tables des réponses instrumentales. La cohérence de ces outils est systématiquement vérifiée, en générant une grande quantité de photons simulés, dont les caractéristiques sont ensuite reconstruites et vérifiées. Si la nouvelle version testée correspond à un changement important de la méthode de classification ou de reconstruction, ou que les références (échelle de mesure d'énergie) ont changé, et si tout va bien, les simulations générées sont utilisées pour écrire de nouvelles tables d'IRF.

---

4. les membres de la collaboration LAT se sont répartis en groupes de travail, définis par les sources qu'ils étudient : sursauts  $\gamma$ , sources galactiques, noyaux actifs de galaxies (et autre galaxies), matière noire, etc.

---

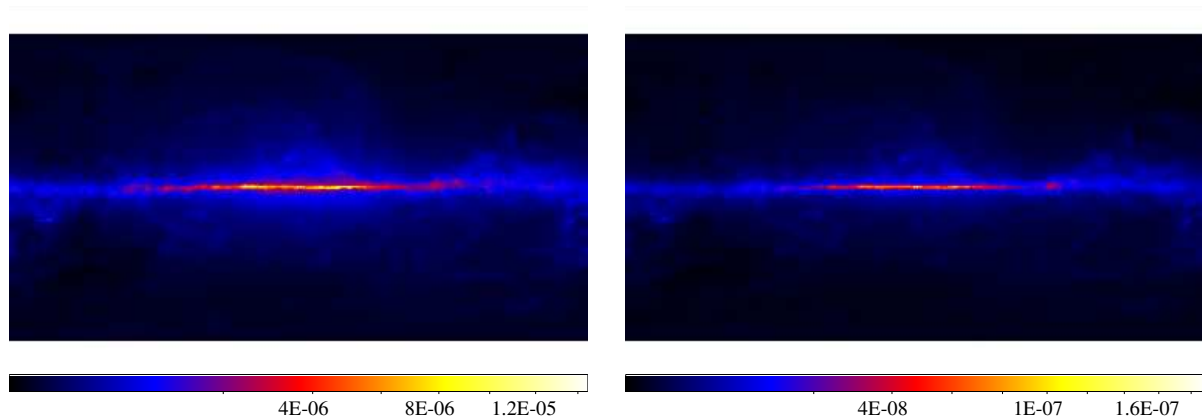


FIGURE 2.14 – Modèle d’émission diffuse Galactique utilisé dans les analyses des données *Fermi*, pour des énergies vraies comprises entre 100 et 150 MeV (carte de gauche), et entre 1,5 et 2 GeV (carte de droite). L’échelle de couleurs représente le flux vrai attendu en  $\text{ph.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$ .

### Composantes de fond

Deux composantes de fond diffus sont prises en compte pour la plupart des analyses effectuées : l’émission Galactique, et l’émission isotrope, mélange de contribution diffuse extragalactique et de rayonnement cosmique chargé résiduel.

L’émission galactique est décrite d’après le modèle **GALPROP** [30] et prend en compte le rayonnement dû aux rayons cosmiques se propageant dans la Voie Lactée. Son émission théorique est décrite comme une fonction de la direction observée (pixels de  $0,5^\circ \times 0,5^\circ$  en coordonnées Galactiques) et de l’énergie vraie considérée (30 intervalles logarithmiques entre 50 MeV et 130 GeV). La figure 2.14 montre les cartes correspondant à deux intervalles d’énergies.

L’émission isotrope comprend une part de fond chargé résiduel et dépend donc de la classe de photons utilisée. Un fichier décrivant son spectre valable pour la classe **diffuse** est disponible. Cette paramétrisation est dérivée de l’étude des régions situées à haute latitude galactique. Pour l’étude de sursauts  $\gamma$  c’est la classe **transient** qui est utilisée. Le fond isotrope comprend une part plus importante de fond chargé résiduel, et un modèle en forme de loi de puissance peut convenir.

Il faut aussi prendre en compte les sources ponctuelles brillantes proches de la source d’intérêt. De même que l’émission de la source d’intérêt s’étend dans une région assez importante, des sources ponctuelles environnantes incluses ou extérieures à la ROI peuvent contribuer à l’émission observée dans la ROI. Il faut donc les recenser en considérant une zone plus large que la ROI qu’on appellera région-source. Le spectre et la position de chaque source ponctuelle seront prises en compte dans l’ajustement final.

Une méthode alternative consiste à évaluer le niveau de fond (photons et particules confondus) en fonction de l’énergie, pour la région du ciel et la classe d’événements d’intérêt, et dans les mêmes conditions d’observations, en se basant sur les observations passées. Ceci est réalisé par l’outil estimateur de fond (**BKGE** pour « **BacKGround Estimator** ») développé au sein de la collaboration. Jusqu’à présent cette méthode est surtout utilisée pour l’étude de sursauts  $\gamma$  (voir chapitres 3 et 4).

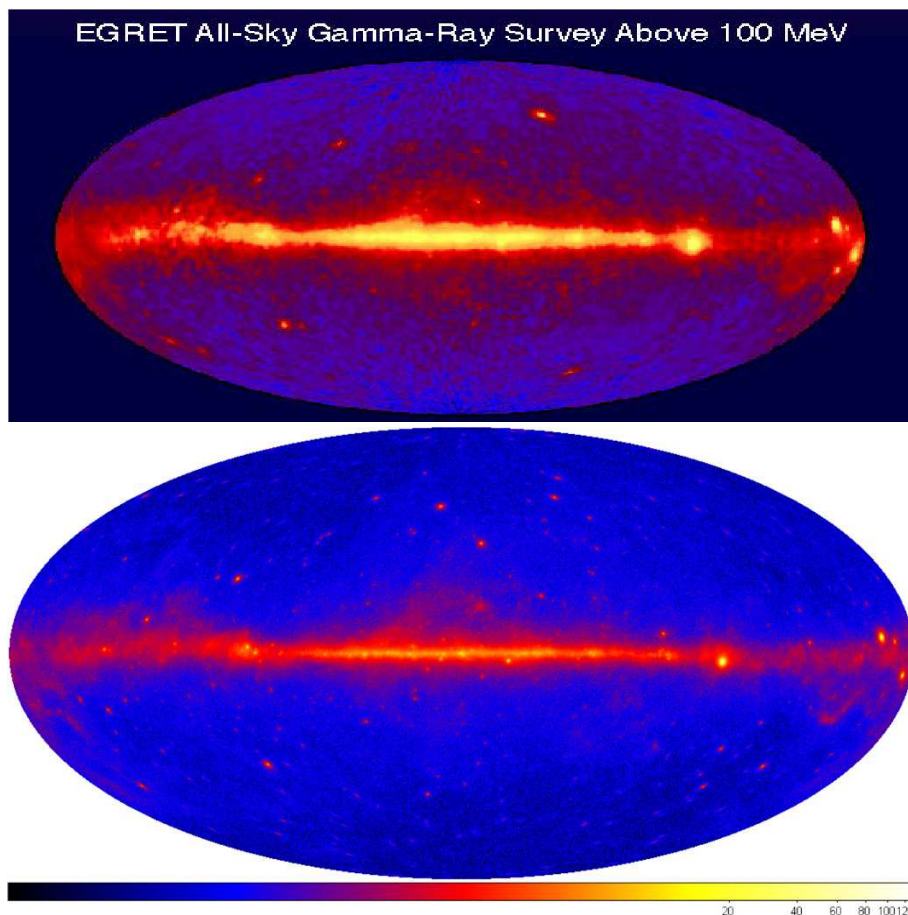


FIGURE 2.15 – Cartes du ciel  $\gamma$  en coordonnées Galactiques. **Haut** : Le ciel vu par *EGRET* après 10 ans d’observations. **Bas** : Le ciel vu par le LAT après 11 mois d’observations (fig. 1 [31]). L’échelle de couleurs indique le flux observé en  $\text{ph.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}.\text{sr}^{-1}$ , aux énergies supérieures à 300 MeV.

### 2.2.5 Résultats après deux ans

La figure 2.15 compare les observations du ciel  $\gamma$  effectuées par *EGRET* et par le LAT. Le LAT a une plus grande surface de collection et un plus grand champ de vue que n’avait *EGRET*, ainsi qu’un temps mort plus faible, ce qui permet de collecter plus de photons. Ceci explique que la carte cumulant les 11 premiers mois d’observation du LAT soit bien mieux résolue que celle cumulant 10 ans d’observation avec *EGRET*. La suite de ce paragraphe présente quelques résultats marquants (pas tous) obtenus d’après ces deux ans d’observations du LAT. Le catalogue de sources, et l’étude des pulsars sont présentés plus en détails car certaines informations m’ont été utiles pour effectuer le travail présenté dans les chapitres suivants.



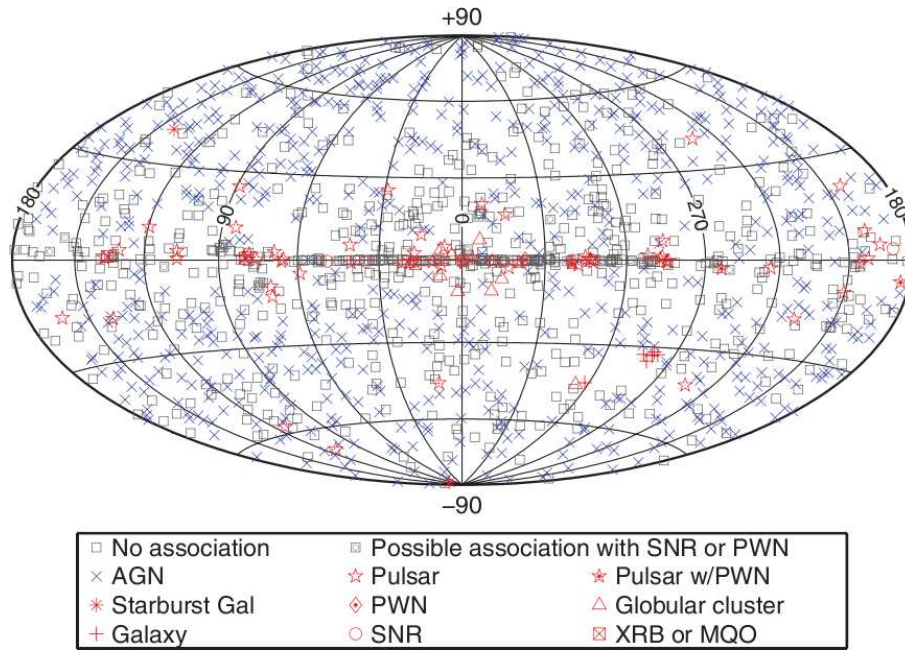


FIGURE 2.16 – Positions (en coordonnées Galactiques) des sources du premier catalogue LAT (fig. 15 [31])

### Catalogue de sources

Un premier catalogue de 250 sources très significatives a été publié au bout de trois mois d’observations du LAT [32]. Le catalogue publié par la collaboration LAT au bout d’un an d’observations comprend 1451 sources ponctuelles, indiquées sur la figure 2.16) :

- 80 pulsars
- 3 plérions et 41 vestiges de supernovæ
- 8 amas globulaires
- 3 systèmes binaires
- 693 noyaux actifs de galaxies
- 8 autres galaxies (sans noyau actif)
- 630 sources encore non-identifiées

Il est basé sur les premiers 11 mois d’observation du LAT après la fin de la phase d’étalonnage en vol (4 août 2008) et n’inclut que les sources formellement détectées (signification  $TS > 25$ , voir chapitre 4). Les localisations et les caractéristiques spectrales (forme spectrale simple de loi de puissance) mesurées d’après les données LAT y sont reportées, ainsi qu’une indication de variabilité ou de courbure du spectre (surtout présente pour les pulsars).

L’identification des sources consiste à les associer à des sources répertoriées dans d’autres catalogues (construits à d’autres longueurs d’onde), sauf pour les nouveaux pulsars détectés uniquement dans les observations du LAT (voir plus loin). Cette association est basée sur la localisation des sources et leurs caractéristiques temporelles : variabilité, période orbitale (systèmes binaires), période des pulsations (pulsars).



## Pulsars, plérions et vestiges de supernovæ

La recherche de pulsars dans les observations du LAT s'effectue de deux manières :

- recherche de contrepartie  $\gamma$  pour des pulsars connus et caractérisés à d'autres longueurs d'ondes
- recherche de pulsations provenant de sources ponctuelles Galactiques de rayons  $\gamma$  associées à des vestiges de supernovæ ou à une étoile à neutrons d'après les observations faites à d'autres longueurs d'onde (méthode décrite dans [33])

L'identification de l'émission pulsée dans les observations LAT nécessite d'attribuer une phase à chaque événement, en fonction de la période du pulsar étudié, du ralentissement de sa rotation. Ces informations sont indiquées dans des fichiers appelés éphémérides. L'attribution d'une phase pour chaque photon dépend aussi de la position du satellite. La méthode et les outils sont décrits dans [34].

Le premier catalogue de pulsars du LAT [35] recensait les détections issues des 6 premiers mois d'observation du LAT. Ces 46 pulsars se répartissent en : 24 pulsars observés dans le domaine radio, 6 pulsars observés dans le domaine  $\gamma$  par *CGRO/EGRET* dans les années 90, et 16 nouveaux pulsars découverts dans le domaine  $\gamma$ . Parmi les 24 pulsars connus, 8 étaient des pulsars milliseconde, dont les propriétés sont décrites plus en détail dans [36].

Les pulsars observés dans la Voie Lactée, de courte ou longue période, ont des propriétés spectrales semblables dans la gamme d'énergie du LAT : un spectre dur avec une coupure exponentielle de la forme  $\frac{E}{E_0}^{-\Gamma} \exp \frac{-E}{E_c}$ , avec  $E_c$  compris entre 1 et 5 GeV (voir par exemple fig. 2.17). La forme de la coupure exponentielle indique que l'émission  $\gamma$  de la plupart de ces pulsars provient plus probablement des lignes ouvertes de champ magnétique. Une émission de la région polaire reste plausible dans quelques cas. Le taux de perte d'énergie de ces pulsars est compris entre  $3 \times 10^{33}$  et  $5 \times 10^{38}$  erg.s<sup>-1</sup> environ, dont la fraction  $\epsilon_\gamma$  émise sous forme de rayonnement varie de  $10^{-3}$  à presque 1. Enfin, les phasogrammes des émissions  $\gamma$  ont des formes variées, quoique les trois quarts des pulsars observés montrent deux pics bien distincts par période (là où l'émission radio n'en montre qu'un) décalés par rapport au pic radio.

Les amas globulaires sont des systèmes liés comprenant un grand nombre d'étoiles, situés au sein de la Voie Lactée. Ainsi on s'attend à ce qu'au sein d'un amas globulaire un pulsar âgé trouve facilement un compagnon et devienne ainsi un pulsar milliseconde. L'observation de telles sources et l'estimation de la population de pulsars millisecondes dans les amas globulaires est importante pour comprendre l'évolution de ces amas sur le long terme. Une analyse de plusieurs amas globulaires émetteurs  $\gamma$  est présentée dans [37]. En particulier, l'amas 47 Tucanæ a montré un spectre dur avec une coupure exponentielle entre 1 et 2,6 GeV, caractéristique de l'émission d'un pulsar. Comme ces amas d'étoiles sont des systèmes liés gravitationnellement, on s'attend à trouver une forte concentration de matière noire en leur centre. Visiblement, le rayonnement de désintégration n'est pas la source prépondérante de rayonnement  $\gamma$  dans 47 du Toucan.

Beaucoup de pulsars sont entourés d'un plérion qui émet du rayonnement de toutes longueurs d'onde, en particulier dans le domaine  $\gamma$ . Les flux issus des plérions sont plus faibles que ceux issus des pulsars, il est donc nécessaire pour les étudier d'utiliser les domaines de phase ou d'énergie où l'émission du pulsar n'est pas observée. Une recherche systématique d'émission des nébuleuses des pulsars observés par le LAT est en cours de publication [39]. La figure 2.17 montre par exemple l'étude du pulsar et de la nébuleuse du Crabe [38]. Celle-ci a connu une période d'activité plus marquée en février 2009 (16 jours,

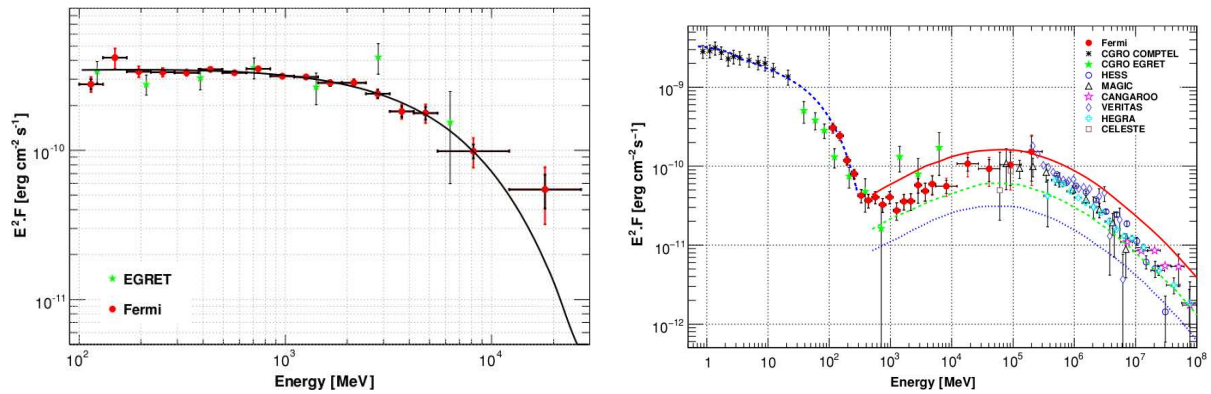


FIGURE 2.17 – **Gauche** : Spectre du pulsar du Crabe, moyenné sur sa période de rotation, obtenu à partir de 8 mois d’observations du LAT, et comparaison à l’observation d’*EGRET*. **Droite** : Spectre de la nébuleuse du Crabe, combinant les observations du LAT et d’autres instruments. Pour l’analyse des données LAT, seuls des photons n’étant pas en phase avec les pics d’émission du pulsar ont été considérés (phase comprise entre 0,52 et 0,87). Ce spectre est bien modélisé par la somme de composantes d’émission synchrotron (basses énergies de ce spectre) et de diffusion Compton inverse (hautes énergies) (figures 6 et 9 de [38]).

gain d’un facteur quatre en flux) et en septembre 2010 (quatre jours, gain d’un facteur 6 en flux). Cette seconde période d’activité a également été observée par *AGILE*. La courte durée de ces périodes d’émission intense suggère une contribution du rayonnement synchrotron d’électrons accélérés jusqu’à quelques PeV au niveau de la nébuleuse. Le processus d’accélération mis en œuvre n’est pas tout à fait compris.

Plusieurs vestiges de supernovæ ont également pu être observés dans le domaine d’énergie du LAT, et pour certains leur extension spatiale mesurée. La coquille du vestige de supernova W44 [40] par exemple a pu être nettement distinguée (voir fig. 2.18).

Parmi les sources galactiques, on peut également citer les systèmes binaires, dont l’émission dans le domaine du GeV et notamment sa modulation orbitale a été observée pour la première fois avec le LAT [41] (voir fig. 2.18).

La famille la plus nombreuse de sources ponctuelles vues par le LAT est celle des noyaux actifs de galaxies (AGN). Le LAT a déjà observé plusieurs centaines de blazars (AGN, connus pour être émetteurs de rayons  $\gamma$ ), ce qui a permis des études de populations poussées et l’introduction d’une classification de ces sources basée sur leur spectre dans le domaine du GeV [42, 43]. Des campagnes d’observations multi-longueurs d’onde, initiées grâce aux observations du LAT, ont permis d’étudier plusieurs de ces objets sur l’ensemble de leur spectre d’émission et ainsi d’essayer de modéliser les mécanismes à l’origine de cette émission (voir par exemple [44]).

Enfin, la construction et l’analyse du spectre des électrons (et positons) du rayonnement cosmique a nécessité le développement d’une toute nouvelle branche de reconstruction, classification, et analyse [24, 23]. Les interprétations possibles du spectre observé sont variées. On peut citer entre autres une population de pulsars proches, et une désintégration de matière noire par un canal leptonique [45].

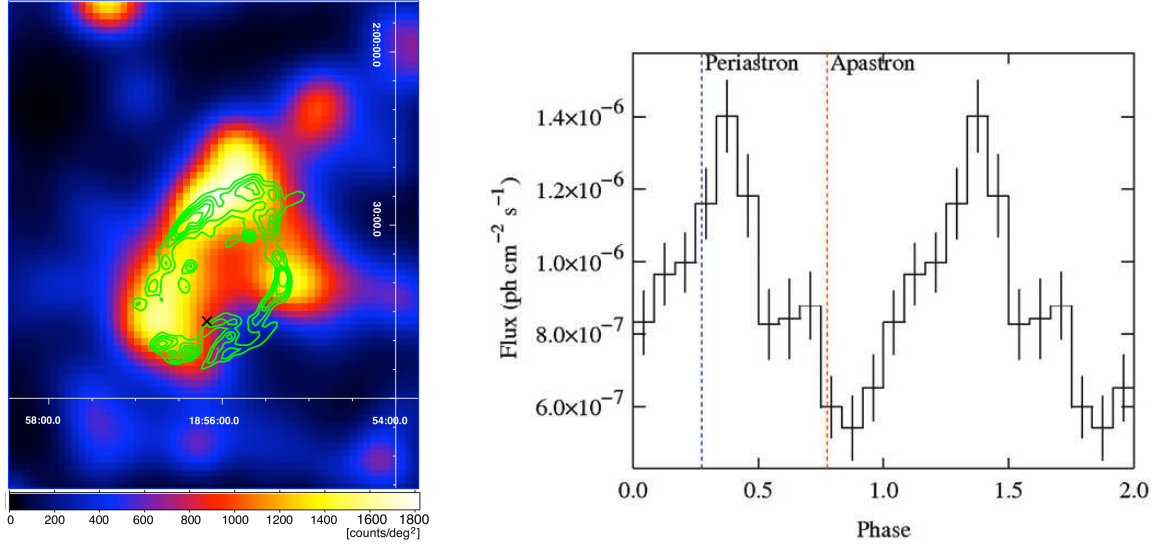


FIGURE 2.18 – **Gauche** : carte du vestige de supernova W44 en coordonnées équatoriales (fig. 2 [40]). L'image en couleurs est obtenue à partir des données LAT, en appliquant une méthode de déconvolution aux photons de classe *diffuse* de type « front » et d'énergies comprises entre 2 et 10 GeV. Les contours proviennent de l'observation de Spitzer à  $4,5\mu\text{m}$ . La croix indique la position du pulsar B1853+01. **Droite** : variation orbitale de l'émission  $\gamma$  du système binaire LSI+61°303, sur une période de  $26,6 \pm 0,5$  jours (fig. 5 [41]). Deux orbites sont représentées pour plus de clarté. L'apoastre et le périastre sont indiqués.

## 2.3 Le « Gamma-ray Burst Monitor »

L'observatoire *Fermi* dispose aussi d'un moniteur de grand champ de vue, le GBM, pour l'étude des sources transitoires. Celui-ci est un détecteur de rayons X et gamma couvrant la gamme d'énergie 8 keV – 40 MeV, dédié à la détection et l'étude des sources transitoires, en particulier les sursauts  $\gamma$  ou « Gamma-Ray Bursts » (GRB). Sa conception a commencé en 1996, et il a été intégré à l'observatoire *Fermi* en avril 2008 [46].

### 2.3.1 Description de l'instrument et performances

Le GBM est un ensemble de 14 détecteurs répartis autour du corps du satellite (v.fig 2.19). Chacun de ces détecteurs est constitué d'un bloc de matériau scintillant, posé devant un tube photomultiplicateur (PM). La lumière émise par le matériau est collectée et transformée en courant électrique à l'aide du PM. L'intensité de ce courant est proportionnelle à la puissance lumineuse de scintillation, cela permet de calculer l'énergie de la particule incidente. Deux types de matériaux scintillants sont utilisés ici :

- 12 PM avec bloc d'iodure de sodium (NaI) scintillant, couvrant la gamme 8 keV – 1 MeV, placés aux quatre coins du satellite.
- 2 PM avec bloc de germanate de bismuth (BGO), couvrant la gamme 150 keV – 40 MeV, placés de part et d'autre du satellite.

La répartition des détecteurs du GBM tout autour du satellite (voir fig. 2.19) confère au GBM un champ de vue de 9,5 sr, correspondant à l'ensemble du ciel non-occulté par la Terre. La gamme d'énergie de ces détecteurs couvre le domaine du maximum d'émission

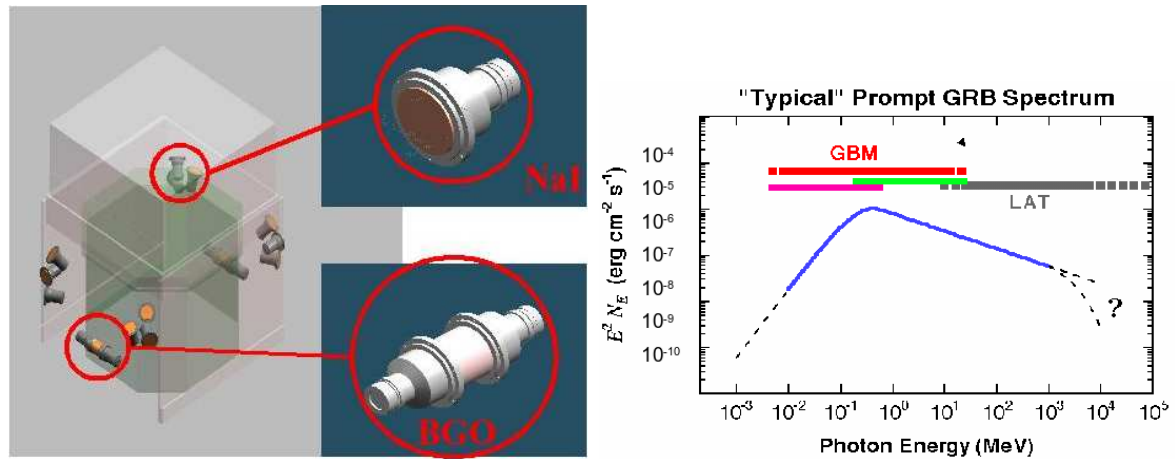


FIGURE 2.19 – **Gauche** : la répartition des détecteurs du GBM tout autour du satellite confère au GBM un champ de vue couvrant tout le ciel non-occulté par la Terre. **Droite** : Gammes d'énergie du GBM (NaI et BGO) et du LAT comparées à un spectre typique de sursaut gamma. Le GBM et le LAT couvrent à eux deux 7 décades en énergie, le GBM couvrant la gamme d'énergie du maximum d'émission d'un spectre typique de sursaut.

Paramètre	Valeur
Résolution énergétique	~15% à 100 keV ~10% à 1 MeV
Gamme d'énergie	8 keV – 40 MeV
Effet de l'empilement d'événements rapprochés	distorsion spectrale <2% pour un taux de déclenchement de 50 kHz
Temps mort par événement	2,6 $\mu$ s
Seuil de déclenchement	0,74 ph.cm <sup>-2</sup> .s <sup>-1</sup>
Localisation à bord de sursaut $\gamma$	<15°
Taux de détections de sursauts $\gamma$	~260 par an

TABLE 2.3 – Performances du GBM pour la détection, la localisation et la spectroscopie des sursauts  $\gamma$  (tab. 8 de [46]).

d'un spectre typique de sursaut  $\gamma$  (voir fig. 2.19), avec une résolution en énergie de 8% à 100 keV et 4,5% à 1 MeV. Enfin, avec un temps mort de seulement 2  $\mu$ s, il est adapté à l'étude de sources très variables comme les sursauts  $\gamma$ .

### 2.3.2 Détection et localisation de sources transitoires

La technologie du GBM est similaire à celle de son prédécesseur *BATSE* (« Burst And Transient Survey Experiment »), instrument d'étude des sources transitoires de rayons X- $\gamma$  à bord de l'observatoire CGRO de 1991 à 2000. La nouveauté consiste en un algorithme de trigger plus performant, avec notamment plus de fenêtres de trigger pour plus de gammes d'énergie, permettant la détection de sursauts très courts ou au contraire au temps de montée assez long. Ici les fenêtres disponibles sont : 64, 128, 256, 512, 1024, 2048, et 4096 ms dans les gammes d'énergie :  $[25 - 50]$ ,  $[50 - 300]$ ,  $[300 - 1000]$  keV.

Le GBM voit un important bruit de fond, correspondant à un taux d'événements moyen de 1 kHz qui varie au cours de l'orbite de l'observatoire autour de la Terre, avec une amplitude relative d'environ 30%, les fluctuations restant faibles. Ici on ne peut pas déterminer la nature de chaque événement comme il est fait dans le LAT, tout excès significatif transitoire est considéré comme constitué de photons, et pour l'analyse on retranche le taux de fond attendu du taux total d'événements observés. L'excès est analysé par l'algorithme à bord, puis au sol par les scientifiques pour en identifier l'origine : sursaut  $\gamma$ , autre source transitoire, rayon cosmique chargé.

La détection, et l'identification à bord de sources transitoires est basée sur les détecteurs au NaI. L'algorithme à bord traite les données prises en continu, échantillonnées finement soit en énergie soit en temps. Le taux d'événements est intégré, dans chaque gamme d'énergie, dans un certain intervalle de temps appelé fenêtre. La quantité intégrée est alors comparée aux mesures des fenêtres précédentes dans la même gamme d'énergie. Une détection correspond à une augmentation du taux d'événements de plus de 4,5 déviations standard du bruit moyen dans au moins 2 détecteurs NaI au moins. Une détection déclenche un autre mode de prise de données, dans lequel la date d'arrivée de chaque événement est enregistrée ainsi que son énergie (échantillonnage fin des canaux énergétiques), ce pendant 300 s. Les 500 000 événements précédant la détection sont ajoutés à cet enregistrement.

L'algorithme à bord fournit aussi une première localisation de la source en moins de 2 s, avec un rayon d'erreur de moins de 15 degrés. Une seconde localisation automatique est effectuée au sol, en quelques minutes avec un rayon d'erreur de 5 à 10 degrés. Enfin, la localisation la plus précise est obtenue après un traitement manuel des données par le scientifique d'astreinte du jour, qui obtient un rayon d'erreur d'environ 5 degrés, moins d'une heure après la détection. Les localisations sont déterminées d'après les intensités relatives observées dans les différents détecteurs NaI. Les données des NaI et BGO sont combinées pour obtenir un spectre entre 8 keV et 40 MeV. Cette plage correspondant au domaine d'énergie du maximum d'émission des GRB (voir fig. 2.19), ce détecteur sert notamment à la détection et l'étude de ces sources, en synergie avec le LAT.

A ce jour, le GBM a détecté plus de 500 sursauts  $\gamma$ , soit environ 260 par an. Deux catalogues sont en préparation, l'un listant les détections et leurs propriétés générales, l'autre détaillant les analyses spectrales réalisées à partir des données du GBM. Bien que la technique de détection utilisée soit similaire à celle de *BATSE*, les performances du GBM sont meilleures et permettent des études plus fines des propriétés spectrales et temporelles des sursauts  $\gamma$  observés. En particulier, l'étude plus précise des sursauts  $\gamma$  courts a montré des similitudes avec celles des sursauts longs. De plus, la gamme d'énergie couverte est plus large, notamment grâce aux détecteurs au BGO. Bien sûr, tout ceci permet de mieux comparer les observations du GBM à différents modèles théoriques.

D'autres sources transitoires sont accessibles au GBM. Les SGR (« Soft Gamma Re-

peaters ») et les AXP (« Anomalous X-ray Pulsars ») sont des sources permanentes émettant des flashes de rayons gamma. Plusieurs éruptions solaires ont été observées. Enfin, les TGF (« Terrestrial Gamma-ray Flashes »), flashes très courts de rayonnement X- $\gamma$  associés à l'accélération d'électrons dans la haute atmosphère au-dessus de violents orages tropicaux, sont rendus accessibles à l'observation par le faible temps mort du GBM et son algorithme de détection à bord performant.

### 2.3.3 Complémentarité avec le LAT

Comme le montre la figure 2.19 l'ensemble formé du GBM et du LAT permet d'étudier l'émission des sursauts gamma sur sept décades en énergie. C'est effectivement le type d'études réalisées depuis l'été 2008.

Le LAT est doté d'un algorithme à bord de détection des sursauts gamma, mais il peut aussi réagir aux détections du GBM. Lorsque le GBM détecte un sursaut, un message d'alerte est transmis au LAT puis au satellite, et si le sursaut est assez brillant et hors du champ de vue du LAT, une manoeuvre de repointé peut être engagée pour replacer le sursaut dans le champ de vue. Cette manoeuvre, appelée « Autonomous Repoint Recommendation » (ARR) permet, si elle est approuvée, une observation suivie pendant 2 heures et demie (anciennement 5 heures) de la position du sursaut. Ceci permet d'observer l'émission prompte du sursaut si le repointé est assez rapide, et aussi de détecter une possible émission retardée aux énergies du LAT. Cette manoeuvre se fait au détriment des autres plans d'observations du LAT et ne doit être approuvée que dans le cas de sursauts gamma brillants bien identifiés et bien localisés par le GBM.

---

## Conclusion

Les instruments de *Fermi* ont ouvert une nouvelle fenêtre d'observation sur le ciel  $\gamma$ .

D'une part les observations du LAT ont modifié notre vision du ciel  $\gamma$  dans la gamme 100 MeV – plusieurs centaines de GeV. La sensibilité et la résolution angulaire exceptionnelles ont permis d'isoler plus de 1400 sources ponctuelles de rayons  $\gamma$  en un an. Ces nombreuses détections permettent maintenant des études de population dans le domaine  $\gamma$  (notamment pour les blazars et les pulsars). De nouvelles classes de sources de rayonnement  $\gamma$  (de la gamme du GeV) ont été découvertes (notamment les galaxies de type Seyfert 1), ainsi que certaines propriétés jusqu'alors inconnues dans cette gamme d'énergie (notamment les variations orbitales des systèmes binaires).

D'autre part le GBM permet l'observation d'une grande variété de sources transitoires, ainsi qu'une étude très fine de leur variabilité temporelle et de leurs propriétés spectrales. Déjà plus de 500 sursauts  $\gamma$  ont été détectés en deux ans, soit un taux équivalent à celui de BATSE, mais comptant beaucoup plus de sursauts  $\gamma$  courts. L'extension de la gamme d'énergie apportée par le BGO permet une meilleure analyse des sursauts aux spectres durs (hauts  $E_{peak}$ ) observés par le GBM, et facilite aussi l'opération complémentaire du GBM et du LAT.

Les chapitres suivants montrent comment l'analyse combinée des observations du GBM et du LAT des sursauts  $\gamma$  est menée, quelles propriétés sont dégagées et quelles implications sont tirées de ces observations.

# Chapitre 3

## Détection et localisation de sursauts $\gamma$ avec le LAT

---

<b>3.1</b>	<b>Détection à bord, suivi et chaîne de réaction . . . . .</b>	<b>56</b>
<b>3.2</b>	<b>Détection et localisation avec les données photon . . . . .</b>	<b>57</b>
3.2.1	Méthode . . . . .	57
3.2.2	Deux exemples : GRB 080916C et GRB 080825C . . . . .	59
<b>3.3</b>	<b>Erreurs systématiques de localisation . . . . .</b>	<b>61</b>
3.3.1	Motivation . . . . .	61
3.3.2	Etude sur Vela . . . . .	61
3.3.3	Biais de localisation de GRB 080916C et GRB 080825C . . . . .	64
3.3.4	Production d'abaques . . . . .	66

---

Le faible espacement des micropistes de silicium du trajectographe du LAT lui assure une résolution angulaire très fine, et son excellente sensibilité est inégalée parmi les télescopes  $\gamma$  à conversion de paire. Ceci a permis de distinguer et détecter de nombreuses sources ponctuelles ( $\sim 1450$  en un an [31]) et d'en fournir des localisations précises. Ceci a facilité leur identification, basée entre autres sur une comparaison à des catalogues multi-longueurs d'onde.

Dans le cas des sursauts  $\gamma$ , une localisation précise permet le suivi multi-longueurs d'onde des détections LAT. L'observation de l'émission rémanente du sursaut  $\gamma$  fournit des informations importantes pour l'interprétation physique (mesure de redshift, identification et caractéristiques de la galaxie hôte) et est complémentaire de l'observation de l'émission prompte pour la compréhension des mécanismes en jeu dans la production du rayonnement (voir chapitre 7). Et les télescopes en X, optique ou infra-rouge qui effectuent ces observations ont un champ de vue très réduit. En pratique le suivi par ces instruments ne peut être effectué que si l'incertitude de localisation LAT est inférieure à  $0,4^\circ$ . Ceci correspond à la largeur du champ de vue de *Swift*/XRT, premier élément de la chaîne de recherche et suivi de l'émission rémanente d'un sursaut  $\gamma$  LAT.

Ce chapitre décrit la méthode utilisée pour localiser une source ponctuelle dans les données du LAT, en particulier un sursaut  $\gamma$ . Pour des sources observées sous de fortes inclinaisons cette localisation présente un biais, dont une étude est présentée ici. L'identification de son origine instrumentale est en cours.



### 3.1 Détection à bord, suivi et chaîne de réaction

La détection à bord de sursauts  $\gamma$  par *Fermi*, générant l'envoi de notices GCN et d'une localisation rapide, est essentiellement assurée par le GBM. Le LAT est cependant aussi pourvu d'un algorithme de détection à bord, dont les détails et changements récents sont expliqués dans [47]. Le seul sursaut ayant été détecté par cet algorithme à ce jour est GRB 090510. Environ 3 à 5 détections de sursauts  $\gamma$  sont attendues par an, avec un taux de fausses alertes d'environ 1 tous les 3 ans.

La localisation effectuée à bord par le LAT se base sur une reconstruction plus simple que ce qu'il est possible de faire au sol. Les événements sont sélectionnés, dans une région centrée sur une position donnée par le GBM en cas de détection par ce dernier. Un calcul de barycentre des directions de ces événements mène en moins de 10 s à une localisation dont l'incertitude statistique varie de  $0,1^\circ$  à  $0,5^\circ$ .

En cas de détection, soit par le GBM soit par le LAT, d'un sursaut  $\gamma$ , le satellite peut repointer de manière autonome, à la requête d'un des deux instruments (ARR), de sorte à placer la source à  $10^\circ$  de l'axe de visée du LAT, afin de profiter d'une acceptation maximale, et à l'y garder tant que le sursaut se trouve assez haut au-dessus de l'horizon. Cette limite est définie par un angle d'évitement de la Terre (EAA pour « Earth Avoidance Angle »), de  $5^\circ$  (anciennement  $20^\circ$ ). Lorsque le sursaut est occulté par la Terre, le satellite maintient l'axe du télescope à  $50^\circ$  de l'horizon pour éviter une trop grande contamination de l'observation par les secondaires de l'atmosphère, jusqu'à ce que la source réapparaisse au-dessus de l'EAA. Ce suivi peut durer jusqu'à 2 heures et demie (anciennement 5 heures) après la détection. Comme cette manœuvre perturbe un petit peu le plan d'observation, et afin d'éviter de repointer trop fréquemment pour rien, des seuils sont établis, en fonction de la distance de la source à l'axe de visée du LAT. Jusqu'ici, environ 2 repointés par mois ont eu lieu pour des sursauts déjà situés dans le champ de vue, et 2 par an pour des sursauts hors du champ de vue.

Une fois les données transférées et transformées au sol, le « Burst Advocate » (BA) démarre l'analyse du nouveau sursaut détecté. Il s'agit de personnes d'astreinte en charge de surveiller les alertes (notices GCN), générées par le GBM mais aussi par d'autres instruments dédiés à l'observation des sursauts  $\gamma$ , comme Swift. Ces astreintes durent une semaine à raison de 8 heures par jour, les 3 plages horaires étant couvertes par des scientifiques aux États-Unis, en Europe et au Japon. Cette activité consiste à réaliser une analyse rapide des données du LAT et dans le cas d'une détection, à communiquer aussi vite que possible la nouvelle position et les résultats préliminaires (niveau de détection, intensité, durée, flux) à la communauté sursauts mondiale au travers de circulaires GCN [48].

Après cette analyse rapide, les BA du GBM et du LAT sont chargés de la coordination des analyses plus approfondies qui suivent. Pour les sursauts les plus intéressants, les résultats complets et leur interprétation physique sont généralement publiés dans des articles de collaboration. Dans ces publications majeures, les noms des auteurs apparaissent en ordre alphabétique, mais les auteurs de contacts sont choisis parmi les gens impliqués concrètement dans l'analyse et l'interprétation, avec une priorité donnée aux BA pour les récompenser de leurs tâches de service<sup>1</sup>.

---

1. J'ai contribué à ces tâches de service en prenant environ 18 semaines de shifts en deux ans d'opérations, et suis auteur (ou coauteur) de 8 circulaires GCN. Étant donnée la politique interne à la collaboration, j'ai travaillé comme auteur de contact sur deux publications majeures décrivant les observations

---

Pour faciliter les analyses effectuées par les BA et le reste du groupe, nous avons mis au point une série d'outils consistant en une interface aux outils standard de la collaboration LAT, les *Science Tools*, et incluant plusieurs outils et scripts développés et mis en commun par les membres du groupe « sursauts » eux-mêmes. Ces outils permettent une analyse aussi bien interactive que semi-automatique. Avant le lancement j'ai contribué au développement de cette interface et d'une partie des outils supplémentaires et ai assuré un service de support utilisateurs auprès de quelques collègues. Cette série d'outils a depuis été complétée par les collègues du groupe, et sert aussi bien aux analyses rapides effectuées par les BA qu'à celles servant à construire le premier catalogue LAT de sursauts  $\gamma$ .

## 3.2 Détection et localisation avec les données photon

### 3.2.1 Méthode

La méthode de localisation par maximum de vraisemblance est basée sur des ajustements spectraux. Il faut disposer d'un point de départ, la méthode présente ne permettant que d'affiner la localisation de la source ponctuelle étudiée dans une région d'intérêt (ROI) pré-déterminée.

Ayant considéré un modèle de fond incluant les composantes connues (hypothèse  $H_0$ ), on fait l'hypothèse ( $H_1$ ) d'une source ponctuelle supplémentaire, dont le spectre a la forme d'une simple loi de puissance. Les paramètres spectraux de cette source additionnelle sont laissés libres alors que ceux des composantes de fond sont fixés. La source est placée à plusieurs endroits, et le rapport de vraisemblance comparant  $H_1$  à  $H_0$  est calculé pour chaque position testée. La meilleure localisation est celle qui maximise ce rapport de vraisemblance (converti en TS, « Test Statistics » défini au Chapitre 4). Les photons sont considérés individuellement dans cette analyse.

Dans le cas des sursauts  $\gamma$ , la localisation initiale est fournie par l'observation GBM ou par un calcul de barycentre (localisation LAT à bord). Ensuite, l'utilisation de l'analyse spectrale permet de prendre en compte la dépendance de la PSF avec l'énergie des photons. De plus cela inclut naturellement la contamination par les composantes de fond sans avoir à identifier précisément la provenance de chaque photon utilisé pour la localisation. Enfin les variations d'exposition à l'intérieur de la zone de recherche de la source ponctuelle sont également prises en compte. La même méthode a été utilisée pour analyser les données *EGRET* [51].

On peut noter que le modèle de fond n'influence généralement pas la localisation d'un sursaut  $\gamma$ . En effet, la sélection réalisée (période courte de l'émission prompte, ROI spatiale réduite autour de la localisation initiale) réduit notablement la contribution des autres sources (émissions diffuses et sources ponctuelles permanentes proches). Cependant, le TS maximal correspondant à la localisation déterminée, qui permet de quantifier la signification de la détection, dépend beaucoup des valeurs des paramètres spectraux (normalisations surtout) des composantes de fond. Il est donc important de bien estimer celles-ci, non pas pour obtenir une meilleure localisation, mais pour décider de la signification de la détection du sursaut  $\gamma$  étudié. On considère qu'un sursaut  $\gamma$  a bien été détecté si le meilleur TS excède 25.

---

de GRB 090510 [49, 50].

En pratique, deux méthodes sont utilisées pour explorer la ROI, elles sont décrites dans les paragraphes suivants.

### Méthode 1 : En suivant la pente du TS

La première méthode consiste à effectuer de petits déplacements autour de la position de départ, en décrivant un petit carré puis en suivant l'évolution de la valeur de TS. Un nombre limité (ajustable) de positions différentes sont testées jusqu'à ce que la variation de la valeur du TS entre deux points soit inférieure à la tolérance prédéfinie. Le rayon d'incertitude à 68% est déterminé par une formule empirique.

### Méthode 2 : Carte de TS

La seconde méthode consiste à définir une grille couvrant la ROI (ou une région plus petite). L'analyse spectrale décrite plus haut est effectuée en chaque point de cette grille. À l'issue de cette opération on obtient une carte du TS de la source ponctuelle additionnelle. La meilleure localisation correspond au maximum de TS sur cette carte. On fait l'hypothèse que la distribution spatiale du TS suit une loi de  $\chi^2$  à deux degrés de liberté : les deux coordonnées de la source recherchée. Ainsi le contour de la zone d'incertitude pour un niveau de confiance donné est défini par une courbe de niveau de différence de TS (par-rapport au maximum) :  $\Delta\text{TS} = 2,30$  pour le contour à 68%,  $\Delta\text{TS} = 4,61$  pour le contour à 90% [51]. La probabilité pour que la direction de la source soit dans l'angle solide inclus est donc de 68% (resp. 90%), et le demi-angle d'ouverture de cet angle solide définit le rayon d'incertitude à 68% (resp. 90%) de confiance.

Cette dernière étape suppose que le contour d'erreur est assimilable à un cercle parfait. Cette méthode diffère donc légèrement de celle utilisée pour définir les incertitudes de localisation des sources permanentes du catalogue *Fermi* [31] : les contours y sont assimilés à des ellipses dont le petit et le grand axe sont indiqués. En pratique pour les sursauts  $\gamma$ , les zones d'incertitude sont plus étendues que pour les sources permanentes du catalogue, et souvent même pas elliptiques (voir fig. 3.1 et 3.2). La taille de la zone d'incertitude de la localisation LAT est souvent de l'ordre de celle du champ de vue de *Swift*. La donnée d'une zone d'incertitude elliptique autour des sursauts LAT n'améliorerait donc pas vraiment le suivi observationnel. L'éventuelle rémanence X associée au sursaut *Fermi* est en général localisée bien plus précisément que le sursaut et la zone d'incertitude correspondante se trouve bien à l'intérieur de la zone d'incertitude de la localisation LAT. Quant à l'éventuelle identification d'une galaxie hôte, elle est basée sur les localisations bien plus précises obtenues à de plus grandes longueurs d'onde.

Pour un maillage bien choisi, cette seconde méthode est plus précise que la précédente, mais aussi plus gourmande en ressources. Il est donc habituel d'utiliser d'abord la méthode 1, puis d'affiner la localisation en utilisant une grille fine centrée sur la première localisation. Les dimensions de la grille doivent être supérieures au triple du rayon d'incertitude à 68% calculé précédemment. Comme le calcul repose sur une carte obtenue par projection, la grille ne doit pourtant pas être trop étendue, au maximum de l'ordre de quelques degrés de côté.

### 3.2.2 Deux exemples : GRB 080916C et GRB 080825C

La méthode décrite précédemment a été appliquée pour localiser tous les sursauts  $\gamma$  observés à haute énergie avec le LAT. Comme la résolution angulaire dépend de l'énergie des photons observés et de leur inclinaison, le rayon d'incertitude de localisation d'un sursaut  $\gamma$  dépend de son spectre et de son inclinaison dans le champ de vue du LAT. Les cas des deux premières détections, GRB 080825C et GRB 080916C, sont présentés ici. À l'époque de ces détections aucune manœuvre de repointé n'était possible.

Le premier sursaut détecté au-delà de 100 MeV par le LAT, GRB 080825C, a été observé sous une très forte inclinaison ( $\theta \sim 60^\circ$ ), et à de basses énergies (jusqu'à 570 MeV). La seconde détection, GRB 080916C, est le sursaut le plus énergétique observé à ce jour. Il a été observé sous une forte inclinaison ( $\theta \sim 50^\circ$ ) et l'énergie des photons observés a atteint 13 GeV. Le nombre de photons disponibles pour sa localisation ( $> 100$  de classe **transient** au-dessus de 100 MeV) est important pour un sursaut, mais l'erreur reste dominée par l'incertitude statistique.

Pour chaque sursaut, la localisation a été réalisée à l'aide des événements de classe **transient**, d'énergies supérieures à 100 MeV, situés dans une ROI de  $10^\circ$  de rayon autour de la localisation fournie par le GBM, et arrivés pendant l'émission prompte. Une première localisation a été déterminée sans inclure de modèle de fond en appliquant la méthode 1 puis la méthode 2 :  $\alpha = 233,96^\circ$ ,  $\delta = -4,72^\circ$  pour GRB 080825C (rayon d'incertitude à 68% de  $0,95^\circ$ ),  $\alpha = 119,88^\circ$ ,  $\delta = -56,59^\circ$  pour GRB 080916C (rayon d'incertitude à 68% de  $0,09^\circ$ ). L'incertitude est 10 fois plus importante pour GRB 080825C que pour GRB 080916C (voir aussi fig. 3.1 et 3.2). Ceci n'est pas seulement dû au nombre de photons disponibles, le rayon d'erreur serait alors proportionnel à la racine du nombre de photons et le rapport serait environ  $\sqrt{145}/\sqrt{15} \simeq \sqrt{10} \simeq 3,1$  (voir courbes de lumière de GRB 080825C et GRB 080916C, fig. 4.3 et fig. 4.5 respectivement). La PSF diminue fortement avec l'énergie, ainsi ce sont les photons d'énergies supérieures au GeV qui ancrent la position de GRB 080916C.

Dans le cas de GRB 080916C, des observations ont été effectuées par d'autres télescopes à d'autres longueurs d'onde. Le télescope terrestre optique et infra-rouge GROND, a fourni une localisation précise du sursaut :  $\alpha = 119,8472^\circ$ ,  $\delta = -56,6383^\circ$ , avec un rayon d'erreur à 68% de  $0,5''$  [52], compatible avec la localisation basée sur les données du LAT. Plusieurs sélections en énergie ont été considérées, afin d'étudier l'écart éventuel à la localisation fournie par GROND. Dans aucun cas l'écart observé n'est significatif, mais on peut voir qu'il est plus important si les photons utilisés sont de basse énergie (voir tab. 3.1). Ce biais est étudié plus en détail au § 3.3.

La sélection effectuée permet d'éliminer en grande partie la contribution des sources autres que le sursaut  $\gamma$ . Donc la modélisation de ces composantes de fond ne change pas la localisation du sursaut qui reste la source ponctuelle la plus brillante. Cependant, une modélisation plus minutieuse du fond permet de quantifier la significativité de la détection. Pour ces deux sursauts, les composantes de fond incluses sont : l'émission diffuse galactique, l'émission isotrope extragalactique et résiduelle, et d'éventuelles sources ponctuelles brillantes<sup>2</sup> situées dans la région source (deux blazars pour GRB 080825C, le pulsar Vela pour GRB 080916C). Les TS obtenus sont de : 48,3 pour GRB 080825C ( $N_\sigma = 6,9$ ), 767,8 pour GRB 080916C ( $N_\sigma = 27,7$ ).

---

2. c'est-à-dire incluses dans les listes de sources brillantes détectées dans les premiers trois mois d'observations du LAT [32]. Les sources moins brillantes ne contribuent pas sur les périodes d'expositions

---

Énergies (MeV)	$\alpha$	$\delta$	Ray. 68%	Ray. 90%	Écart	Écart / Ray. 68%	$N_{ph}$
> 100	119,85	-56,59	0,09	0,12	0,05	0,55	123
> 300	119,83	-56,59	0,08	0,12	0,05	0,63	51
> 1000	119,93	-56,61	0,09	0,14	0,06	0,67	12
100 – 1000	119,47	-56,54	0,16	0,23	0,23	1,44	111

TABLE 3.1 – Localisation de GRB 080916C utilisant divers intervalles d'énergie. Les rayons d'incertitude sont indiqués ainsi que l'écart à la localisation fournie par GROND. Les angles sont indiqués en degrés.

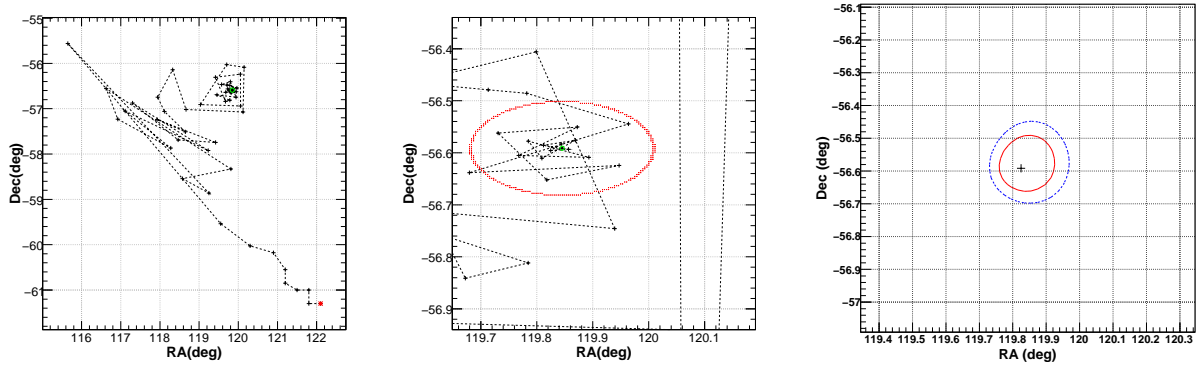


FIGURE 3.1 – Localisation de GRB 080916C. **Gauche** : exploration de la ROI par la méthode 1. Le point de départ est indiqué par la croix rouge et le point d'arrivée par le cercle vert. **Milieu** : zoom sur le point d'arrivée. Le contour d'incertitude à 68% est indiqué par les croix rouges. **Droite** : localisation déterminée par la méthode 2. Les contours d'incertitude à 68% et 90% sont indiqués par les traits plein rouge et pointillé bleu, respectivement.

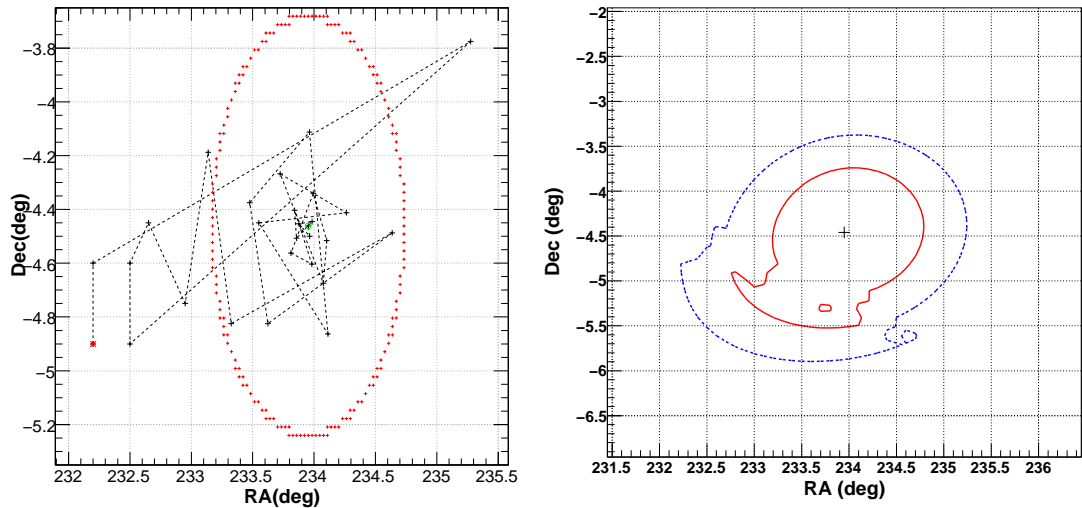


FIGURE 3.2 – Localisation de GRB 080825C. **Gauche** : exploration de la ROI par la méthode 1. Le point de départ, le point d'arrivée et le contour d'incertitude à 68% sont indiqués comme ci-dessus. **Droite** : localisation déterminée par la méthode 2, avec les contours de confiance à 68% et 90%.

## 3.3 Erreurs systématiques de localisation

### 3.3.1 Motivation

La localisation d'un sursaut  $\gamma$  calculée d'après les données LAT est citée dans la circulaire GCN que le Burst Advocate soumet après la détection (voir § 3.1). La localisation fournie par le LAT étant en général plus précise que celle calculée d'après les données GBM, elle peut être utilisée par d'autres observatoires pour rechercher une émission rémanente à d'autres longueurs d'onde. Elle sert en fait essentiellement de base à une demande de repointé soumise au télescope spatial *Swift* (voir § 1.2). Si celui-ci détecte un émission rémanente du sursaut  $\gamma$  en rayons UV/X et affine la localisation, les télescopes en optique ou infra-rouge au sol peuvent aussi repointer à la recherche de cette rémanence, ce qui permet notamment la mesure du redshift. Tous ces télescopes ont de petits champs de vue (pour *Swift*/XRT :  $0,4^\circ \times 0,4^\circ$ ). Il est donc important de fournir une localisation précise et de bien connaître les éventuels biais de reconstruction de la localisation LAT.

Lors de la détection de GRB 080916C, premier sursaut brillant vu par *Fermi*, la première circulaire confirmant la détection a été envoyée très rapidement. L'incertitude statistique était faible ( $0,1^\circ$ ), l'erreur de localisation citée était faible aussi ( $< 0,1^\circ$ ) et basée sur une étude menée sur simulations avant le lancement.

D'après ces études, nous nous attendions à observer un biais, en particulier pour les sources transitoires observées sous de grandes inclinaisons (GRB 080916C a été observé sous une inclinaison  $\theta = 50^\circ$ ). Ces biais étaient attribués à une mauvaise reconstruction de la direction des événements de grande incidence, en particulier aux basses énergies ( $< 1$  GeV). L'exemple de GRB 080916C l'illustre bien : en se restreignant aux événements de moins d'1 GeV on trouve une localisation décalée de  $0,2^\circ$  de celle fournie par GROND (voir tableau 3.1). Pour ce sursaut très brillant, l'écart mesuré n'est cependant pas significatif comparé à l'incertitude statistique.

Afin de valider la prédiction de ces biais par les outils de simulation du LAT, j'ai démarré une étude, basée sur les données du pulsar Vela, des erreurs systématiques des localisations calculées comme au § 3.2.2. Celles-ci étant comparables à celles observées sur une simulation du pulsar (voir § 3.3.2), j'ai pu utiliser les outils de simulation pour déterminer l'erreur systématique de localisation de GRB 080916C et GRB 080825C. Cette deuxième étude a aussi permis de quantifier la dépendance de ce biais avec l'énergie maximale des photons utilisés et l'inclinaison  $\theta$  de la source (voir § 3.3.3).

### 3.3.2 Etude sur Vela

L'étude initiale est basée sur les observations du pulsar Vela. Ces données sont souvent utilisées pour valider les fonctions de réponse de l'instrument. Avec environ 4 photons de plus de 100 MeV détectés par seconde, il s'agit en effet de la source ponctuelle permanente la plus brillante du ciel vu par *Fermi*. En sélectionnant les photons émis pendant les pics d'émission du pulsar (voir figure 3.3) et une ROI réduite autour de la position de la source on obtient un échantillon assez pur de photons, avec encore un peu de fond à soustraire. L'intérêt pour l'étude de localisation est la luminosité de cette source et sa localisation précisément connue :  $\alpha = 128,836063^\circ \pm 8 \times 10^{-6}$ ,  $\delta = -45,176432^\circ \pm 3 \times 10^{-6}$  (d'après des observations radio, [53]).

---

considérées.

---

Les observations utilisées couvrent les trois premiers mois d’opérations du LAT. J’y ai sélectionné les événements de classe **transient** en phase<sup>3</sup> avec les pics d’émission du pulsar, d’énergies comprises entre 100 MeV et 1 GeV, au-dessous de la coupure exponentielle de son spectre.

Pour étudier la dépendance en inclinaison  $\theta$  et en azimuth  $\varphi$  de l’erreur, j’ai effectué la localisation de Vela à partir d’observations axées ( $\theta < 20^\circ$ ) ou faites sous le même angle que GRB 080916C ( $45^\circ < \theta < 55^\circ$ ). Dans chaque cas, trois intervalles de  $\varphi$  ont été considérés :  $295 \pm 10^\circ$  (azimuth d’observation de GRB 080916C),  $270 \pm 10^\circ$  (face -Y, voir figure 2.6 page 31),  $315 \pm 10^\circ$  (coin du détecteur).

La procédure de localisation est celle décrite au §3.2.2. La ROI considérée est de  $10^\circ$  de rayon, centrée sur la localisation vraie de Vela, ci-dessus. Le modèle spectral utilisé comprend le spectre en loi de puissance de Vela (issu de [54]) et deux composantes de fond : le fond galactique et le fond isotrope extragalactique et résiduel (spectre en loi de puissance). Les sélections effectuées en azimuth et inclinaison excluent la période d’émission de GRB 080916C et il n’y a pas d’autre source ponctuelle brillante dans la région source.

Les localisations déterminées pour différentes positions dans le champ de vue sont indiquées dans le tableau 3.2. La localisation calculée pour une observation axée est cohérente avec la position vraie. Les observations sous grande inclinaison donnent une localisation décalée de  $0,1^\circ$  à  $0,2^\circ$  par rapport à la position vraie. Les mesures obtenues pour différentes valeurs de  $\varphi$  sont compatibles, les différences entre les divers écarts mesurés étant de l’ordre des rayons d’erreur à 90% ou inférieures. Donc il n’y a pas de dépendance significative selon  $\varphi$ .

Pour se comparer à ces résultats, des simulations du pulsar Vela ont été réalisées avec le simulateur complet GLEAM (voir § 2.2), afin d’inclure les éventuels effets instrumentaux responsables de l’écart de localisation. Une source ponctuelle très brillante a été simulée à deux inclinaisons :  $\theta \sim 50^\circ$  (localisation et pointé de GRB 080916C) et  $\theta \sim 15^\circ$  (localisation et pointé de GRB 090510), avec un spectre de la forme d’une simple loi de puissance d’indice -1,5 de 80 MeV à 1 GeV, correspondant au spectre moyen de Vela au-dessous de la coupure exponentielle [54]. Un flux plus important a été simulé afin de passer dans le régime où les incertitudes statistiques sont négligeables devant les erreurs systématiques, et aucun fond n’a été ajouté à la simulation. Les localisations ont ensuite été mesurées par la méthode habituelle, en considérant les événements de classe **transient** d’énergies comprises entre 100 MeV et 1 GeV, dans une ROI de  $10^\circ$  de rayon autour de la source, et sans modèle de fond. Les résultats sont indiqués dans le tableau 3.3 : la simulation axée du pulsar ne montre pas d’écart à la position vraie, alors que la simulation à grande inclinaison montre un écart significatif de  $0,11^\circ$ , compatible avec l’observation.

Le biais de localisation est donc correctement reproduit par la simulation du LAT. Par la suite j’ai donc pu utiliser des simulations pour déterminer les erreurs de localisation des sursauts  $\gamma$ .

---

3. issus de fichiers **merit** modifiés pour faire apparaître la phase du pulsar pour chaque événement, mis à disposition par des collègues pour l’ensemble de la collaboration.

---

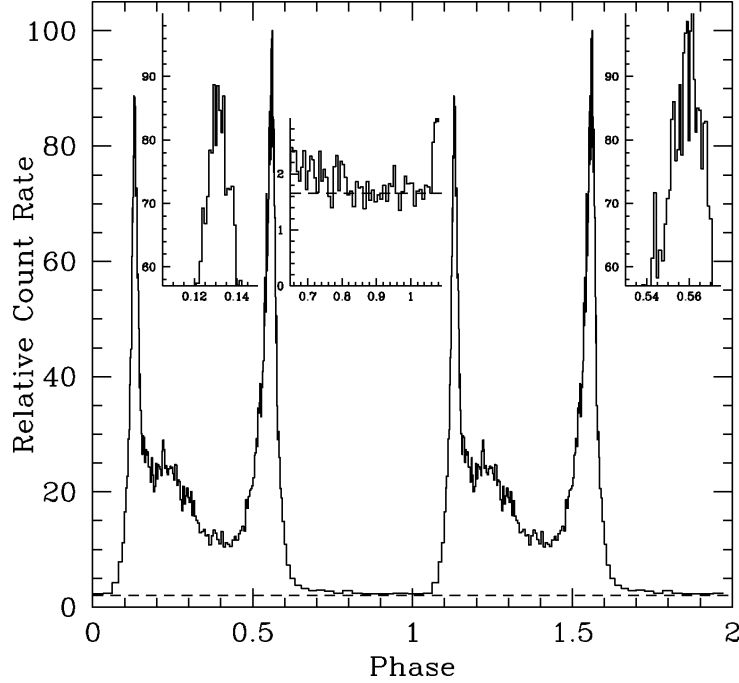


FIGURE 3.3 – Phasogramme du pulsar Vela entre 100 MeV et 10 GeV [54]. Deux périodes du pulsar sont représentées. Dans chaque période on observe deux pics, et entre ces deux pics une émission résiduelle du pulsar. En-dehors l'émission est plus probablement celle du plérion ou une autre émission diffuse. Les encarts montrent des vues détaillées des deux pics et du niveau de fond, dont le niveau constant est représenté par la ligne pointillée.

$\theta$	$\varphi$	$\alpha$	$\delta$	Ray. 68%	Ray. 90%	Écart	Écart / Ray. 68%	$N_{ph}$
0 – 20	$270 \pm 10$	128,66	-45,06	0,16	0,23	0,10	0,63	558
	$295 \pm 10$	128,65	-45,14	0,18	0,25	0,14	0,78	344
	$315 \pm 10$	128,73	-45,25	0,16	0,23	0,10	0,63	333
	moyenne			0,09	0,14	0,11	1,22	
45 – 55	$270 \pm 10$	128,30	-44,75	0,35	0,50	0,57	1,63	206
	$295 \pm 10$	128,88	-45,73	0,18	0,25	0,56	3,11	407
	$315 \pm 10$	128,59	-45,04	0,10	0,15	0,22	2,20	565
	moyenne			0,08	0,12	0,36	4,5	

TABLE 3.2 – Localisations de Vela pour différentes positions dans le champ de vue du LAT, basées sur les observations. Les rayons d'incertitude et écarts à la position vraie sont reportés. Les angles sont indiqués en degrés.

$\theta$	$\alpha_v$	$\delta_v$	$\alpha_{mes}$	$\delta_{mes}$	Ray. 68%	Ray. 90%	Écart	Écart / Ray. 68%	$N_{ph}$
15	333,55	-26,58	333,57	-26,56	0,02	0,03	0,03	1,5	7274
50	119,88	-56,59	119,69	-56,53	0,02	0,03	0,12	6	10912

TABLE 3.3 – Localisations de Vela pour différentes positions dans le champ de vue du LAT, basées sur des simulations. Les rayons d'incertitude et écarts à la position vraie sont reportés. Les angles sont indiqués en degrés.



Énergies (GeV)	$\alpha$	$\delta$	Ray. 68%	Ray. 90%	Écart	Écart / Ray. 68%	$N_{ph}$
0,1 – 1	119,28	-56,33	0,12	0,17	0,42	3,5	370
0,1 – 13	119,84	-56,57	0,06	0,09	0,03	0,5	413
0,3 – 13	119,94	-56,62	0,06	0,08	0,04	0,67	150
1 – 13	120,04	-56,65	0,05	0,08	0,11	2,2	43
0,1 – 135	119,88	-56,61	0,028	0,041	0,020	0,71	417
0,3 – 135	119,89	-56,63	0,028	0,036	0,038	1,34	154
1 – 135	119,90	-56,63	0,028	0,039	0,039	1,39	47

TABLE 3.4 – Localisations calculées pour une source simulée de même indice et conditions d’observation que GRB 080916C, avec rayons d’incertitude, écart à la localisation vraie ( $\alpha = 119,88^\circ$ ,  $\delta = -56,59^\circ$ ) et nombre de photons disponibles pour la localisation. Plusieurs intervalles d’énergie sont considérés. Les angles sont indiqués en degrés.

### 3.3.3 Biais de localisation de GRB 080916C et GRB 080825C

En plus de l’inclinaison de la source étudiée dans le champ de vue du LAT, on s’attend à ce que l’erreur sur la localisation dépende de l’énergie maximale des photons utilisés pour la calculer, donc du flux et de la dureté du spectre de la source considérée. Or le spectre du pulsar Vela est plus dur que celui de GRB 080916C aux énergies inférieures au GeV (indice différentiel de -1,5 au lieu de -2,1 pour le sursaut) et montre une coupure exponentielle au-delà. Donc le biais de localisation de GRB 080916C est sans doute différent de celui de Vela vu sous la même inclinaison.

Une source ponctuelle de même indice que GRB 080916C a donc été simulée avec la même information de pointé (fichier `ft2`). La localisation vraie est celle du sursaut, calculée avec les données LAT :  $\alpha = 119,88^\circ$ ,  $\delta = -56,59^\circ$ . Différents intervalles d’énergie ont été considérés (voir tableau 3.4) pour la mesure de localisation.

Les intervalles d’énergie limités à 13 GeV reproduisent l’observation de GRB 080916C. Les localisations obtenues sont cohérentes avec celles calculées sur les observations. Pour le même choix d’intervalle d’énergie que celui utilisé dans la circulaire GCN ( $E > 300$  MeV), l’écart observé n’est pas significatif :  $0,04^\circ$  pour un rayon d’incertitude de  $0,06^\circ$  (68% de confiance). Donc l’erreur systématique de localisation pour ce sursaut est bien de moins de  $0,1^\circ$ , comme indiqué dans la circulaire.

L’énergie maximale atteinte dans cette simulation, plus lumineuse que le vrai sursaut, est de 135 GeV. Comme attendu, les incertitudes sont réduites par l’utilisation des événements de haute énergie, d’un facteur 2, nettement plus important que la précision apportée par la statistique supplémentaire.

L’intervalle 100 MeV – 1 GeV correspond à l’étude sur Vela, et montre un biais de localisation significatif de  $0,4^\circ$  un peu plus important que celui observé sur Vela, ce qui confirme la dépendance du biais dans l’énergie des événements utilisés pour la localisation. Une étude plus précise de cette dépendance est résumée dans la figure 3.4. Le biais de localisation est significatif dans les intervalles d’énergie (100 – 300 MeV) et (300 MeV – 1 GeV), inexistant au-delà.

L’erreur de localisation de GRB 080825C ( $\theta \sim 60^\circ$ ) a aussi été déterminée à l’aide de simulations. La position vraie utilisée pour la simulation est celle calculée avec les observations LAT :  $\alpha = 233,96^\circ$ ,  $\delta = -4,72^\circ$ . Plusieurs simulations ont été réalisées, afin de tenir compte de l’incertitude sur l’indice spectral mesuré. Les résultats sont résumés dans le tableau 3.5.

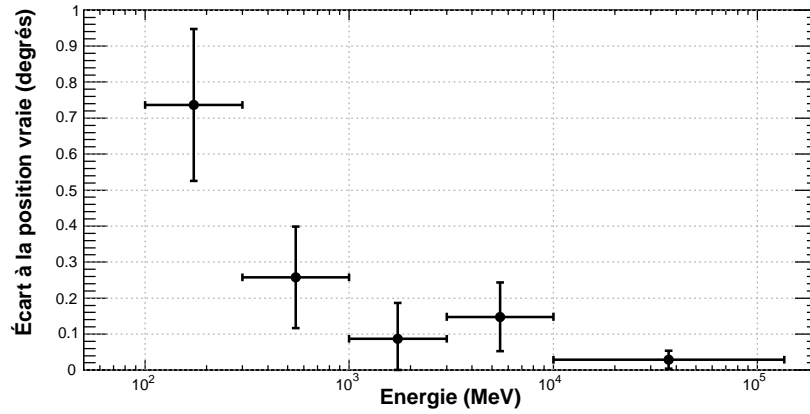


FIGURE 3.4 – Localisations calculées pour une source simulée de mêmes indice et conditions d’observation que GRB 080916C. Les écarts de localisation sont représentés pour différents intervalles d’énergie. Les barres d’erreur sont les rayons d’incertitude (68% de niveau de confiance) déterminés dans chaque cas.

Indice	Énergies (GeV)	$\alpha$	$\delta$	Ray. 68%	Ray. 90%	Écart	Écart / Ray. 68%	$N_{ph}$
-2,2	0,1 – 0,57	233,73	-4,22	0,18	0,26	0,55	3,1	323
-2,3		233,52	-4,20	0,21	0,29	0,68	3,2	262
-2,4		233,74	-4,32	0,23	0,32	0,46	2,0	226
-2,2	0,1 – 105	233,916	-4,636	0,044	0,063	0,095	2,16	400
-2,3	0,1 – 65	233,921	-4,700	0,027	0,047	0,044	1,63	319
-2,4	0,1 – 38	233,902	-4,609	0,080	0,115	0,125	1,56	267

TABLE 3.5 – Localisations calculées pour des sources simulées de même conditions d’observation que GRB 080825C. Les différents indices simulés rendent compte de l’incertitude sur le spectre du sursaut observé. Les rayons d’incertitude, l’écart à la localisation vraie ( $\alpha = 233,96^\circ$ ,  $\delta = -4,72^\circ$ ) et le nombre de photons disponibles pour la localisation sont reportés. Plusieurs intervalles d’énergie sont considérés. Les angles sont indiqués en degrés.

Les intervalles d’énergie limités à 570 MeV correspondent à l’observation de GRB 080825C. Dans ces cas et pour toutes les valeurs d’indice considérées on observe un écart significatif à la position de la source simulée. L’erreur systématique de localisation du sursaut est donnée par l’écart moyen, obtenu en pondérant les différentes mesures par les carrés de leurs rayons d’incertitude, soit :  $0,57 \pm 0,20^\circ$ . Cette erreur systématique est inférieure au rayon d’incertitude statistique obtenu d’après les observations réelles :  $0,95^\circ$  (68% de confiance), mais pas négligeable.

En utilisant tous les photons issus des simulations (les énergies maximales atteintes pour chaque cas simulé sont indiquées dans le tableau) on obtient des écarts et des incertitudes plus faibles, comme attendu. Les écarts sont aussi moins significatifs qu’en se restreignant aux événements de basse énergie.

### 3.3.4 Production d'abaques

Ces études ont démontré qu'il était possible de fournir une erreur systématique sur les localisations des sursauts détectés dans les données du LAT. Soit ceux-ci ont été observés sous de faibles inclinaisons, soit ils ont donné lieu à un repointé du satellite qui a remis le sursaut dans le champ de vue et permis une localisation sans biais, soit leur émission atteignait plusieurs GeV (voire plusieurs dizaines de GeV). Donc  $0,1^\circ$  est une valeur conservatrice du biais de localisation dans ces cas.

Il est cependant intéressant de connaître cet écart pour chaque sursaut, voire de pouvoir fournir une localisation corrigée pour un sursaut observé à grande inclinaison, mais sans avoir à produire une simulation dédiée. En effet celle-ci prend du temps, et surtout il faut attendre les résultats de l'analyse spectrale pour injecter le bon indice dans la simulation. Il faudrait en fait vérifier que l'écart ne dépend pas trop de l'indice spectral mais essentiellement de l'énergie maximale atteinte par l'émission du sursaut dans le LAT et de son inclinaison  $\theta$ .

Pour cela, une grille de simulations est nécessaire et sera obtenue dans un futur proche. Le flux de la source est fixé à une valeur assez grande pour être dans un régime non-dominé par les incertitudes statistiques. L'espace des paramètres est à deux dimensions. L'indice du spectre simulé variera de -1,5 pour le cas des spectres avec composante additionnelle à -3,5 pour les spectres très mous. Les valeurs de  $\theta$  considérées seront : 10, 40, 50, 60 et  $70^\circ$ , puisque la réponse de l'instrument varie peu de 0 à  $40^\circ$  d'inclinaison et plus rapidement près du bord du champ de vue. Le cas  $\theta=10^\circ$  correspond aux observations après opération de repointé et doit donc être étudié.

Pour chaque cas, la localisation sera effectuée sur différents intervalles d'énergie, afin de prendre aussi en compte dans ces abaques la corrélation entre l'écart à la position vraie et les valeurs minimales et maximales d'énergie des photons utilisés, si possible indépendamment de l'indice : par exemple une valeur pour les indices supérieurs à -2, une autre pour les indices inférieurs.

## Conclusion

La méthode de localisation décrite dans ce chapitre a permis de fournir des localisations précises des sursauts  $\gamma$  détectés à haute énergie par le LAT. Ceci a notamment permis de soumettre des demandes de suivi observationnel par le télescope *Swift* dans les domaines X et UV/visible.

L'étude menée ici sur les biais de localisation et l'effet instrumental associé a permis de valider la description de cet effet par les simulations. Elle a aussi permis de fournir une erreur systématique sur les localisations de tous les sursauts détectés en deux ans. On constate un nouvel avantage de la procédure de repointé automatique pour les sursauts longs ou montrant une émission prolongée de haute énergie (voir chapitre 7) : grâce au repositionnement de la source près du centre du champ de vue, la localisation calculée d'après ces observations ne souffre d'aucun biais.

Il serait cependant intéressant de disposer d'abaques donnant l'erreur de localisation pour tout nouveau sursaut détecté en fonction de son inclinaison dans le champ de vue du LAT et des énergies des photons observés : dans le cas de sursauts courts, ou près du bord du champ de vue, ou dont la position serait rapidement occultée par la Terre, empêchant d'utiliser leur émission prolongée pour la localisation. Ceci permettrait de déterminer une localisation corrigée du sursaut  $\gamma$  et de soumettre une demande de suivi à *Swift*.

Une autre possibilité serait de corriger la direction reconstruite des événements très obliques comme il a été fait dans les données d'*EGRET*. La localisation des sursauts  $\gamma$  et autres sources transitoires, même observés sous de grandes inclinaisons dans le champ de vue, ne serait plus systématiquement biaisée et pourrait être directement utilisée pour toute demande de suivi. Ceci requiert une caractérisation complète de l'effet instrumental responsable de ce biais.

Depuis quelques mois les notifications issues du LAT, messages d'alerte envoyés par le satellite, sont publiques. Elles peuvent donc servir aux autres observatoires du réseau de source d'information pour le suivi. Il serait également intéressant de rechercher les erreurs éventuelles des localisations à bord, qui sont obtenues à partir de traces sélectionnées et reconstruites rapidement. Celles-ci subissent probablement le même biais instrumental que les localisations obtenues au sol, ce qu'il serait utile de vérifier.



# Chapitre 4

## Analyses spectrales des sursauts $\gamma$ vus par *Fermi*

---

<b>4.1 Méthodes et outils pour l'analyse spectrale . . . . .</b>	<b>70</b>
4.1.1 Généralités sur les méthodes d'analyse . . . . .	70
4.1.2 Procédure et outils d'analyse des données . . . . .	71
4.1.3 Erreurs systématiques dans les reconstructions spectrales utilisant les données LAT . . . . .	72
<b>4.2 Observations de sursauts <math>\gamma</math> . . . . .</b>	<b>75</b>
4.2.1 Détections . . . . .	75
4.2.2 Propriétés temporelles . . . . .	76
4.2.3 Propriétés spectrales . . . . .	81
<b>4.3 Implications de ces observations . . . . .</b>	<b>84</b>
4.3.1 Considérations énergétiques . . . . .	84
4.3.2 Facteur de Lorentz initial du jet . . . . .	84
4.3.3 Théories linéaires de violation de l'invariance de Lorentz . . . . .	86
4.3.4 Fond diffus extragalactique UV . . . . .	87
4.3.5 Origines possibles des composantes additionnelles . . . . .	88

---

Les observations de sursauts  $\gamma$  à haute énergie effectuées par EGRET et BATSE (à bord de l'observatoire de la NASA, CGRO, de 1991 à 2000), ont montré des caractéristiques intéressantes : émissions prolongées aux énergies supérieures au GeV (GRB 940217 [13]), composantes spectrales additionnelles au GeV, décorréliées de l'émission dans la gamme keV–MeV (GRB 941017 [14]). Mais les performances de détection et d'étude des émissions promptes de sursauts  $\gamma$  avec EGRET étaient limitées. Ce chapitre (et les suivants) illustrent la manière dont les excellentes performances du LAT ont été mises à profit dans l'étude des sursauts  $\gamma$  pendant ces deux premières années d'opérations.

Ce chapitre définit et décrit la « procédure standard » d'analyse spectrale des sursauts  $\gamma$  observés par *Fermi*, telle qu'elle est utilisée pour les analyses rapides des « Burst Advocates » et dans les publications du groupe. Une revue des observations de sursauts  $\gamma$  impliquant le LAT est ensuite présentée, centrée sur les émissions promptes, ainsi que quelques implications théoriques de ces observations.

## 4.1 Méthodes et outils pour l'analyse spectrale

### 4.1.1 Généralités sur les méthodes d'analyse

La méthode utilisée pour les analyses spectrales présentées dans la suite est appelée « forward-folding ». Dans cette méthode, un modèle mathématique est convolué par la réponse instrumentale pour obtenir la forme d'un spectre prédit (flux mesuré en fonction de l'énergie mesurée des photons), en fonction des valeurs des paramètres de la fonction mathématique. La comparaison de ce spectre prédit au spectre mesuré permet de déterminer par itérations les paramètres du modèle mathématique reproduisant au mieux l'observation.

Pour déterminer les valeurs des paramètres on utilise une fonction dite de minimisation, qui atteint sa valeur minimale pour les valeurs des paramètres permettant de mieux reproduire les données. Le traitement est celui d'une fonction de plusieurs variables, où les variables sont ici les paramètres du modèle. Le domaine de définition correspond aux valeurs physiques ou plausibles de ces paramètres (par exemple le flux intégré ou la normalisation d'un spectre doivent être positifs). Aux valeurs déterminant le minimum, les dérivées premières doivent s'annuler, et la matrice Hessienne être définie et positive.

Il faut ensuite déterminer l'incertitude sur la mesure des paramètres ainsi déterminés. Chaque paramètre suit une distribution de probabilité, qui dépend du jeu de données ajustées. La valeur déterminée par minimisation est la valeur la plus probable (si l'outil n'a pas de biais) du paramètre. L'intervalle de confiance, à un niveau donné, par exemple 68%, est la zone entourant la valeur la plus probable et telle que l'intégrale de la fonction de distribution de probabilité sur cette zone vaut 68% (dans l'exemple) de l'intégrale de la fonction de distribution de probabilité sur toutes les valeurs possibles (par exemple pour un flux, les seules valeurs positives). La valeur de la fonction de probabilité doit être la même aux deux extrémités. Donc si la fonction de distribution de probabilité n'est pas symétrique autour de son maximum, l'intervalle de confiance est asymétrique. Il peut arriver que la valeur déterminée soit trop proche du bord du domaine de définition du paramètre, pour que l'intervalle de confiance qu'on cherche à déterminer soit inclus entièrement dans ce domaine. On détermine alors une limite (supérieure ou inférieure selon les cas). Différentes approches sont possibles : fréquentiste (voir par exemple [55]) ou bayésienne (voir par exemple [56]).

Dans un régime de grande statistique de photons, les distributions de probabilités des paramètres sont gaussiennes et la forme de la fonction de minimisation au voisinage de son minimum est bien parabolique. Les racines carrées des termes diagonaux de la matrice Hessienne fournissent alors des estimations des incertitudes à 68% sur les paramètres du modèle. Hors de l'approximation faite, les termes diagonaux sont des sous-estimations des incertitudes recherchées. Les termes non-diagonaux, dits termes de covariance, représentent la variation de la fonction de minimisation associée aux variations simultanées de deux paramètres. On peut transformer la matrice Hessienne, pour obtenir la matrice de corrélation sans dimension, dans laquelle les termes diagonaux valent 1 et les non-diagonaux sont compris entre 0 et 1 (c'est un changement de coordonnées). Les termes de corrélation (termes non-diagonaux) sont à prendre en compte pour, par exemple, estimer l'incertitude sur la valeur du flux estimé à une énergie donnée, en plus de propager les incertitudes individuelles des paramètres. On obtient ainsi des contours de confiance comme ceux représentés par exemple fig. 4.8 page 82 et 4.6 page 80 (calculs en Annexe).

Il est difficile de représenter la fonction de minimisation par une surface quand le

nombre de paramètres dépasse 2. On peut cependant définir des lignes de niveau, en fixant tous les paramètres, sauf deux, à leur valeur au minimum : on appelle ces lignes de niveau « contours à deux paramètres de la fonction de minimisation ». Dans l'approximation citée au-dessus, les contours sont elliptiques. Si les paramètres sont corrélés, les axes de l'ellipse ne sont plus parallèles aux axes du graphe. Et si l'approximation faite plus haut n'est pas valide, les contours peuvent être assez déformés. Par exemple dans les ajustements spectraux réalisés plus loin, les paramètres de la fonction de Band  $\alpha$  et  $E_{peak}$  sont souvent très corrélés, les contours correspondant prennent une forme de croissant.

Les fonctions de minimisation (aussi appelées « statistiques ») utilisées dans les analyses des sursauts  $\gamma$  observés par *Fermi* sont les suivantes :

- **la statistique de  $\chi^2$**  est valable lorsque le nombre de photons utilisables est grand dans chaque intervalle d'énergie, et la distribution de probabilité de chaque paramètre gaussienne, par exemple dans des analyses spectrales de sursauts brillants utilisant les données GBM seules. La valeur de cette statistique fournit une information sur la qualité de l'ajustement réalisé.
- **la statistique de Cash** s'écrit :  $-2 \ln \mathcal{L}$ , où  $\mathcal{L}$  est la fonction de vraisemblance, composition de probabilités poissonniennes d'observer le spectre obtenu à partir du modèle choisi. Minimiser cette quantité revient à maximiser la fonction de vraisemblance. Sa validité s'étend au régime de faible nombre de photons (probabilités poissonniennes), qui concerne la plupart des analyses basées sur les données LAT. Quand le nombre de photons est assez grand cette statistique est équivalente à celle de  $\chi^2$ , d'après le théorème de Wilks. Le résultat ne renseigne pas sur la qualité absolue de l'ajustement, mais permet de comparer différents modèles par la méthode du rapport de vraisemblance. Attention, les modèles comparés doivent être issus d'une même fonctionnelle, et ne différer que par l'ajout de quelques paramètres, sinon ce n'est pas valide. Ces utilisations sont décrites notamment dans [51].
- **la statistique de Castor** combine les avantages de la statistique de Cash et de la statistique de  $\chi^2$ , permettant aussi bien de comparer des modèles par rapport de vraisemblance, d'estimer la qualité « absolue » de l'ajustement et de traiter des données en régime de faible nombre de photons.

### 4.1.2 Procédure et outils d'analyse des données

Différentes procédures sont utilisées selon le type de données et la statistique disponible (pour plus de détails voir [57]).

#### Analyse des données LAT seules

Celle-ci est effectuée à l'aide des **ScienceTools**, et basée sur la méthode du maximum de vraisemblance. Les photons sont considérés individuellement ou rassemblés par intervalles d'énergie mesurée s'ils sont nombreux. La première méthode est plus longue que la seconde mais permet de prendre en compte de façon plus précise la réponse de l'instrument pour « reproduire » chaque événement à partir du modèle considéré. Les résultats (estimations et incertitudes statistiques) issus des deux méthodes sont similaires quand le nombre de photons disponibles est de plus de  $\sim 100$ .

Les sélections effectuées pour une analyse « standard » sont les suivantes :



- classe **transient** au minimum, **diffuse** pour la recherche d’une émission faible de longue durée (voir chapitre 7). Des classes d’événements dédiées à l’analyse des sursauts  $\gamma$  ont été développées au sein du groupe et ajoutées au schéma de classification « Pass7 », mais elles ne sont pas encore utilisées pour les analyses publiées.
- événements d’angle zénithal inférieur à  $105^\circ$  pour éviter la contamination de la ROI par l’« albédo » terrestre.
- ROI de rayon  $10^\circ$  ou  $15^\circ$  centrée sur la meilleure localisation du sursaut  $\gamma$ .
- énergies supérieures à 100 MeV.

Pour l’analyse d’une émission prompte on peut se passer de modéliser le fond, qui est négligeable une fois les sélections appliquées. Il n’y a alors pas de référence à laquelle comparer le résultat obtenu pour obtenir la signification de la source étudiée par un rapport de vraisemblance. Pour les recherches d’émissions prolongées, il faut pouvoir vérifier la signification pour affirmer la détection et estimer la durée de l’émission, il est donc indispensable de modéliser le fond.

### Analyse combinée des données GBM et LAT

Les données GBM sont naturellement échantillonnées selon leur énergie mesurée. De plus le fond est important dans ces données et principalement chargé. Plutôt que d’utiliser un modèle physique pour représenter le fond, on détermine des intervalles de temps « OFF » assez loin avant et après l’épisode d’émission (intervalle « ON ») dans lesquels on ajuste l’évolution temporelle du taux de fond dans chaque intervalle d’énergie mesurée. On obtient par extrapolation le niveau de fond attendu pendant l’intervalle « ON », que l’on peut soustraire pour effectuer l’analyse spectrale du signal restant. La réponse instrumentale est prise en compte sous la forme d’une matrice (voir exemples chapitre 6). Les données LAT sont traitées de la même manière dans l’analyse combinée.

Les sélections appliquées aux données LAT sont les mêmes que précédemment, à la sélection spatiale près. Afin d’éliminer les photons issus du fond et d’éviter qu’ils soient inclus au spectre du sursaut  $\gamma$ , on définit une ROI qui se resserre quand l’énergie augmente, basée sur les tables de PSF. La forme variable de la ROI est prise en compte dans la matrice de réponse qui sert à l’ajustement.

Les statistiques utilisées dans ces analyses sont Cash et Castor, introduite plus récemment et qui tend à être préférée à la première. Les outils les plus couramment utilisés pour ces analyses sont **XSPEC** et **RMfit**.

#### 4.1.3 Erreurs systématiques dans les reconstructions spectrales utilisant les données LAT

Les sources principales d’erreurs systématiques possibles sont : les biais de la méthode de minimisation, et un désaccord entre la réponse instrumentale attendue et la réalité.

Avant le lancement j’ai effectué une étude des erreurs systématiques induites par les outils dans les analyses spectrales. Cette étude a consisté à réaliser un grand nombre de simulations d’une source ponctuelle transitoire, au spectre en forme de simple loi de puissance. Plusieurs valeurs d’indice différentiel ont été considérées : de -0,5 à -3,5, par pas de 0,5. Plusieurs régimes de nombre de photons ont aussi été étudiées. Cent réalisations de chaque spectre ont été simulées.

Chaque réalisation a ensuite été reconstruite en utilisant les deux outils disponibles qu'il était possible d'activer de manière automatique par un script : `gtlike` dans les deux modes proposés, données échantillonnées ou non, et `XSPEC` (statistique de  $\chi^2$  et de Cash). Des distributions de paramètres reconstruits, on peut déduire la valeur reconstruite moyenne, et l'incertitude statistique typique. L'écart entre la valeur moyenne et la valeur vraie est le biais systématique. L'incertitude statistique dépend naturellement de la quantité de photons simulés dans le cas étudié. Cela revient en effet à construire la fonction de densité de probabilité (à renormaliser) du paramètre étudié. J'ai pu observer que les outils sont fiables dans la plupart des cas. Les méthodes incluant un échantillonnage en énergie mesurée des photons ne donnent pas de bons résultats quand le nombre de photons est faible ( $\sim 10$  photons), de même que l'utilisation de la statistique de  $\chi^2$  dans ce même régime, comme on pouvait s'y attendre. Les biais sont faibles devant les incertitudes statistiques dans les régimes correspondant aux observations réelles ( $< 200$  photons). Le régime systématique est atteint à partir de 2500 photons environ, les biais peuvent alors être observés plus facilement. La figure 4.1 montre quelques résultats de cette étude.

Pour chaque mesure, le « résidu » est le rapport de : l'écart de la valeur mesurée du paramètre à la valeur vraie, à : l'incertitude calculée par l'outil dans cette réalisation. Si les incertitudes estimées par l'outil de minimisation sont bien calculées, la distribution doit avoir la forme d'une gaussienne avec une déviation standard de 1. Si cette demi-largeur est inférieure (resp. supérieure) à 1, on peut dire que l'outil surestime (resp. sous-estime) les incertitudes. Dans mes premiers essais je constatais que `XSPEC` sous-estimait les incertitudes. Le fait de réquérir l'utilisation de `MINUIT` comme méthode de minimisation a résolu ce problème. L'autre outil n'a pas montré de défaut dans l'estimation des incertitudes.

Au même moment, d'autres études de ce type étaient menées au sein des autres groupes de travail, pour étudier d'autres configurations : formes spectrales différentes, différentes positions dans le champ de vue, observations de longue durée et source en mouvement. Dans l'ensemble les outils développés sont fiables et leurs erreurs systématiques sont faibles.

Avec l'arrivée des données réelles on a pris en compte l'autre source d'erreurs : les réponses instrumentales, notamment les efficacités des sélections successives appliquées aux données. L'erreur éventuelle vient du désaccord possible entre les réponses estimées d'après des simulations et l'efficacité réelle de l'instrument et de la sélection. La méthode utilisée pour comparer les deux et en déduire les incertitudes est identique à celle décrite et utilisée dans le chapitre 6. Les rapports d'efficacité estimés et leurs incertitudes sont utilisés pour construire des réponses instrumentales « extrêmes », encadrant la réponse moyenne définie par les simulations. L'utilisation de ces réponses instrumentales « extrêmes » dans les analyses spectrales permet d'évaluer l'incertitude supplémentaire d'origine instrumentale. L'application de cette technique à l'analyse spectrale des sursauts  $\gamma$  a été traitée en détail dans [57]. Les incertitudes systématiques obtenues pour l'ajustement d'une fonction de Band viennent principalement des réponses instrumentales des détecteurs au NaI et BGO. Elles sont de l'ordre de :  $\pm 15\%$  sur la constante de normalisation,  $\pm 0,03$  sur les indices  $\alpha$  et  $\beta$ ,  $\pm 8$  keV sur  $E_{peak}$ . Ces valeurs sont inférieures aux incertitudes statistiques, mêmes dans les analyses spectrales de sursauts  $\gamma$  brillants, et supérieures aux biais mesurés provenant des outils.

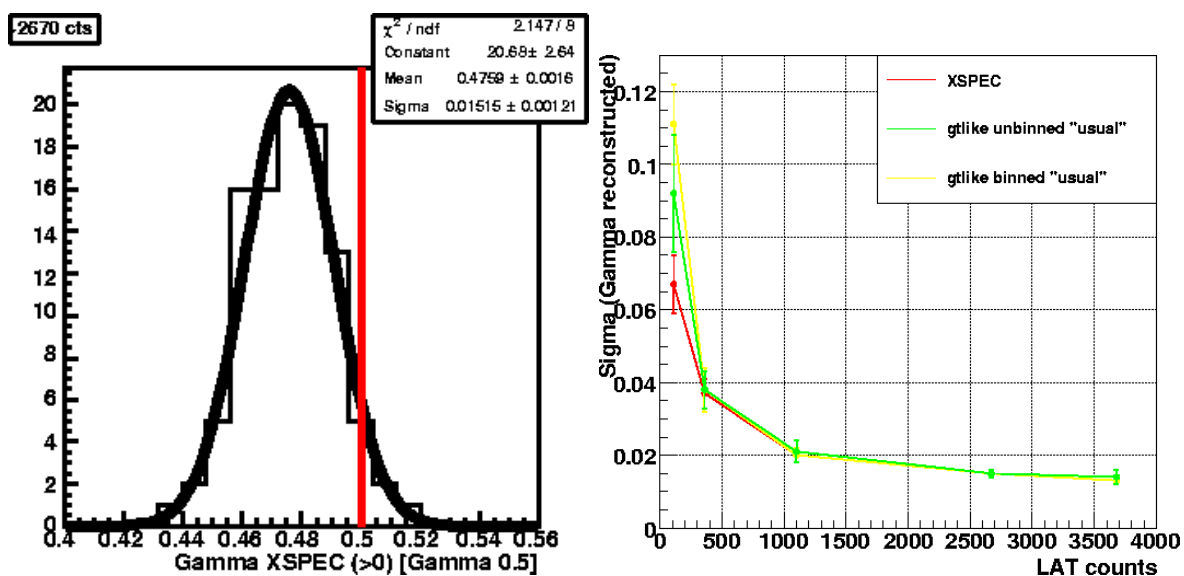


FIGURE 4.1 – Étude des incertitudes systématiques dans les analyses spectrales, dues aux outils de minimisation. **Gauche** : distribution de valeurs d'indice différentiel reconstruites à l'aide de XSPEC dans un régime de fort nombre de photons. Le biais ( $\sim 0,02$ ) est ici un peu plus important que l'incertitude statistique typique ( $\sim 0,01$ ). **Droite** : évolution avec le nombre de photons de l'incertitude typique, déduite des distributions de valeurs mesurées d'indice différentiel. Le régime des incertitudes purement systématiques se situe au-delà de 2500 photons. Dans les cas « brillants réalistes » ( $\sim 100$  photons), l'analyse des données échantillonnées induit une incertitude un peu plus forte que l'analyse événement par événement (XSPEC sous-estime les incertitudes ici). Les cas de faible statistique étudiés ne figurent pas sur ce graphique.

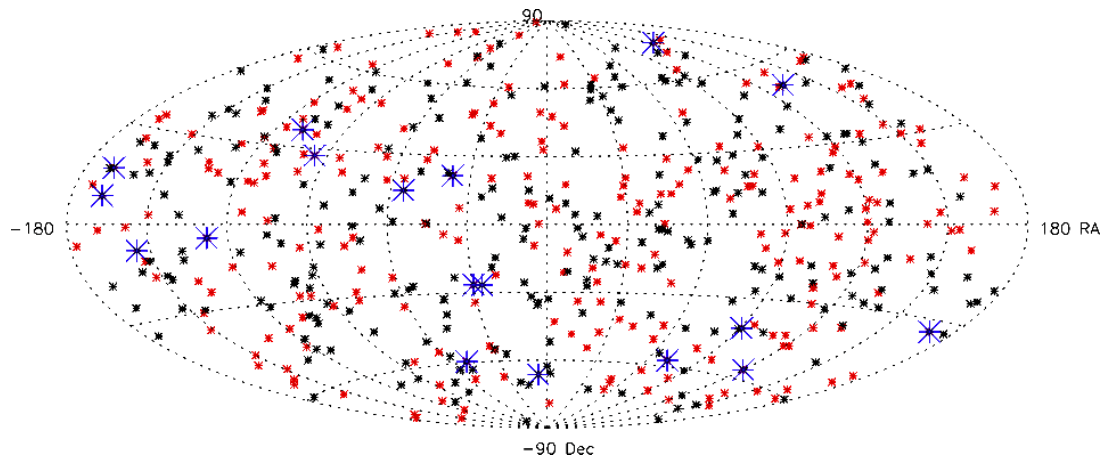


FIGURE 4.2 – Sursauts  $\gamma$  détectés par le GBM à la date du 10 août 2010 (514). Les étoiles rouges indiquent les sursauts observés dans le champ de vue du LAT (264), les grandes étoiles bleues indiquent les sursauts détectés dans les données **transient** LAT au-dessus de 100 MeV (18) (crédit : groupe « sursauts  $\gamma$  » LAT).

## 4.2 Observations de sursauts $\gamma$

### 4.2.1 Détections

Depuis le lancement du satellite en juin 2008, le GBM a détecté plus de 500 sursauts  $\gamma$  (voir fig. 4.2), dont la moitié se trouvaient dans le champ de vue du LAT. L'étude des données photon du LAT a révélé une émission significative au-dessus de 100 MeV pour 18 d'entre eux.

La plupart des sursauts  $\gamma$  détectés par le GBM et situés dans le champ de vue du LAT mais non-détectés ne présentent que peu d'émission visible au-delà de 300 keV. Soit leur fluence est faible, soit ils présentent un spectre mou ou une atténuation exponentielle nettement visible dans les observations GBM. Certains présentent un spectre dur et leur détection est significative dans les données BGO jusqu'à plusieurs MeV. Une étude systématique de ces événements est en cours, consistant à placer des limites supérieures sur le flux produit par l'extrapolation de ces spectres dans la gamme d'énergie du LAT. Par comparaison de cette extrapolation avec la sensibilité connue de l'instrument, on peut déterminer si ces sursauts présentent une atténuation spectrale au-dessous de 100 MeV.

Ce nombre de détections correspond aux estimations effectuées avant le lancement, basées sur la sensibilité du LAT et les propriétés spectrales des sursauts  $\gamma$  observés par BATSE [58]. Ces estimations ont été basées sur une extrapolation simple des spectres en loi de puissance des sursauts  $\gamma$  observés par BATSE. Or, comme on va le voir, plusieurs des sursauts  $\gamma$  observés dans le LAT présentent une composante spectrale additionnelle, qui durcit le spectre et produit une plus forte statistique à haute énergie. Ceci suggère que d'une certaine manière l'« excédent » dû à ces composantes additionnelles est compensé par un « déficits » dû aux sursauts brillants au spectre dur dans le GBM et non-détectés par le LAT.

### 4.2.2 Propriétés temporelles

Les études publiées des sursauts  $\gamma$  détectés par le GBM et le LAT présentent des courbes de lumière multiples en plusieurs cadres superposés (voir figures 4.3, 4.4, 4.5 et 4.6).

Les deux ou trois cadres du haut représentent les données GBM, dans différentes bandes en énergie, fond attendu soustrait. Puis une sélection relâchée des données LAT permet éventuellement d’observer la grande statistique d’événements de plus de 20 MeV, fond attendu soustrait. Notée « all events » ou « losened cuts », il s’agit soit de la sélection LLE (définie au chapitre 6) soit d’une autre sélection relâchée (filtre « photon » à bord, avec ou sans condition sur le nombre de traces détectées) selon les cas.

Les derniers cadres montrent les événements de classe **transient** d’énergies supérieures à 100 MeV situés dans une ROI de  $10^\circ$  définie autour de la localisation du sursaut. Pour les sursauts les plus brillants, une courbe de lumière restreinte aux événements de plus d’un GeV est aussi présentée, et éventuellement ces événements sont représentés un par un par leur énergie et temps d’arrivée. La courbe de lumière **transient** n’a pas subi de soustraction du fond, en effet les coupures de qualité appliquées suppriment quasiment tout le fond de particules chargées, et la sélection spatiale et temporelle supprime les contributions des autres sources de photons.

L’étude des profils temporels semble possible dans le domaine du GBM, et dans celui du LAT en utilisant une sélection relâchée, de telles études quantitatives sont prévues. Les courbes de lumière obtenues avec la sélection **transient** montrent peu de statistique, et ne permettent pas a priori de contraindre la forme du profil ou les différentes composantes temporelles de la courbe de lumière. Quelques considérations qualitatives sont présentées ici, et quelques conséquences intéressantes de l’observation de ces rares photons sont présentées plus loin aux § 4.3.2 et § 4.3.3.

**Diversité des profils et des durées :** Les émissions promptes des sursauts  $\gamma$  observés montrent des profils variés, comme le montrent les figures 4.3, 4.4 par exemple. Deux des sursauts  $\gamma$  observés avec le LAT sont classés parmi les sursauts courts d’après leur observation dans le GBM ( $T_{90} < 2\text{ s}$ ) : GRB 081024B et GRB 090510.

**Variabilité :** Les émissions promptes observées montrent une grande variabilité. Un exemple intéressant est le pic très court d’émission observé à toutes les ongues d’onde dans l’émission prompte de GRB 090926A (voir fig. 4.4). La durée de ce pic a été estimée à 50 ms environ. L’origine de cet exemple particulier est mal comprise, mais les différents épisodes variables d’émissions promptes favorisent l’hypothèse selon laquelle ces émissions sont issues de chocs internes.

**Retard et longue durée de l’émission de haute énergie :** dans la plupart des cas, on observe que le début l’émission de haute énergie est décalé par rapport au début de l’émission prompte observée dans le GBM. L’émission de haute énergie dure aussi plus longtemps que l’émission prompte observée dans le GBM (voir fig. 4.5). Ce deuxième point est détaillé dans le chapitre 7.

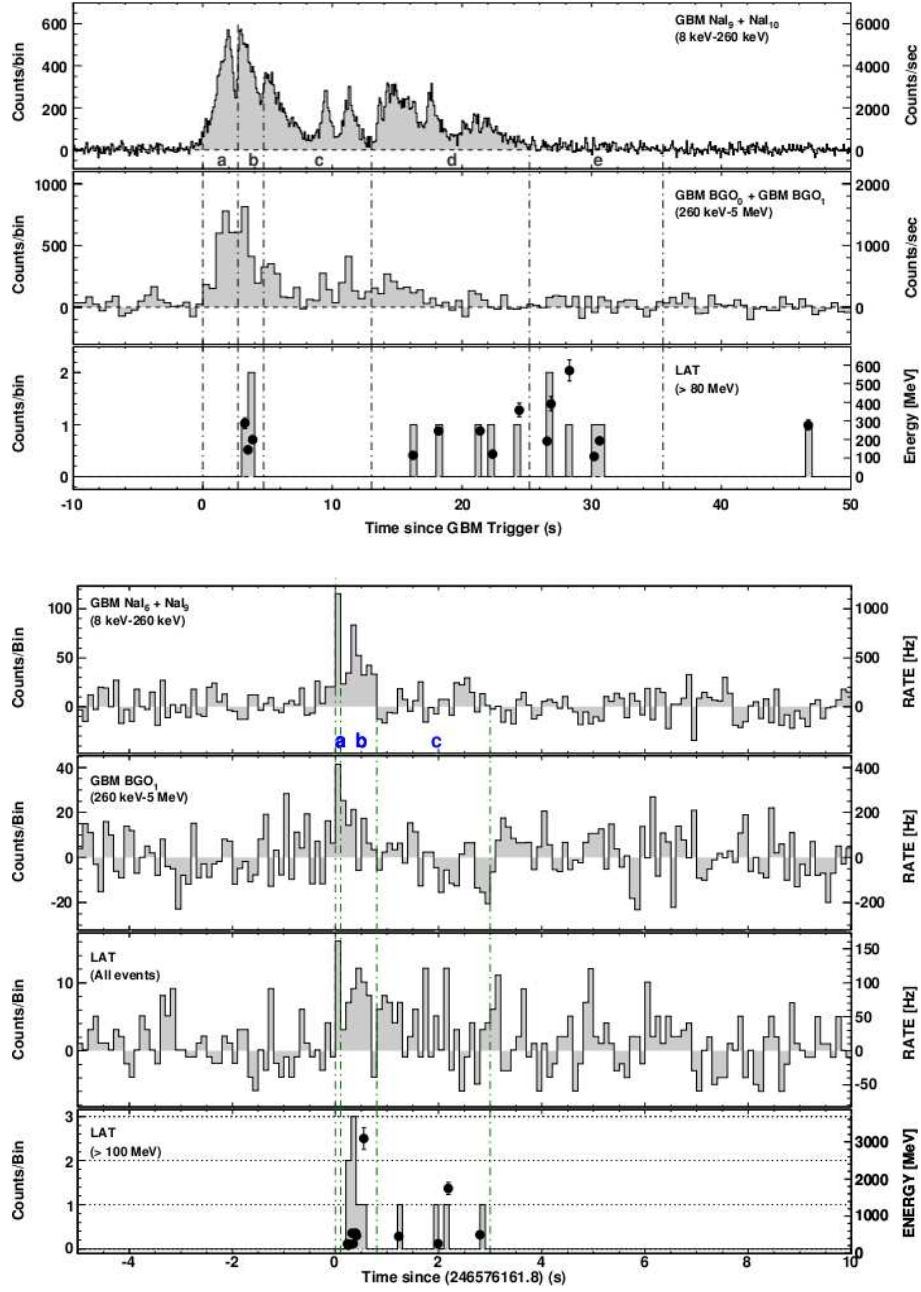


FIGURE 4.3 – Courbes de lumière multi-détecteurs. **Haut** : GRB 080825C, premier sursaut  $\gamma$  détecté avec le LAT. Une « pause » apparaît dans l'émission de haute énergie (fig. 1 de [57]). **Bas** : GRB 081024B, premier sursaut  $\gamma$  court détecté par le LAT (fig. 1 de [59]).

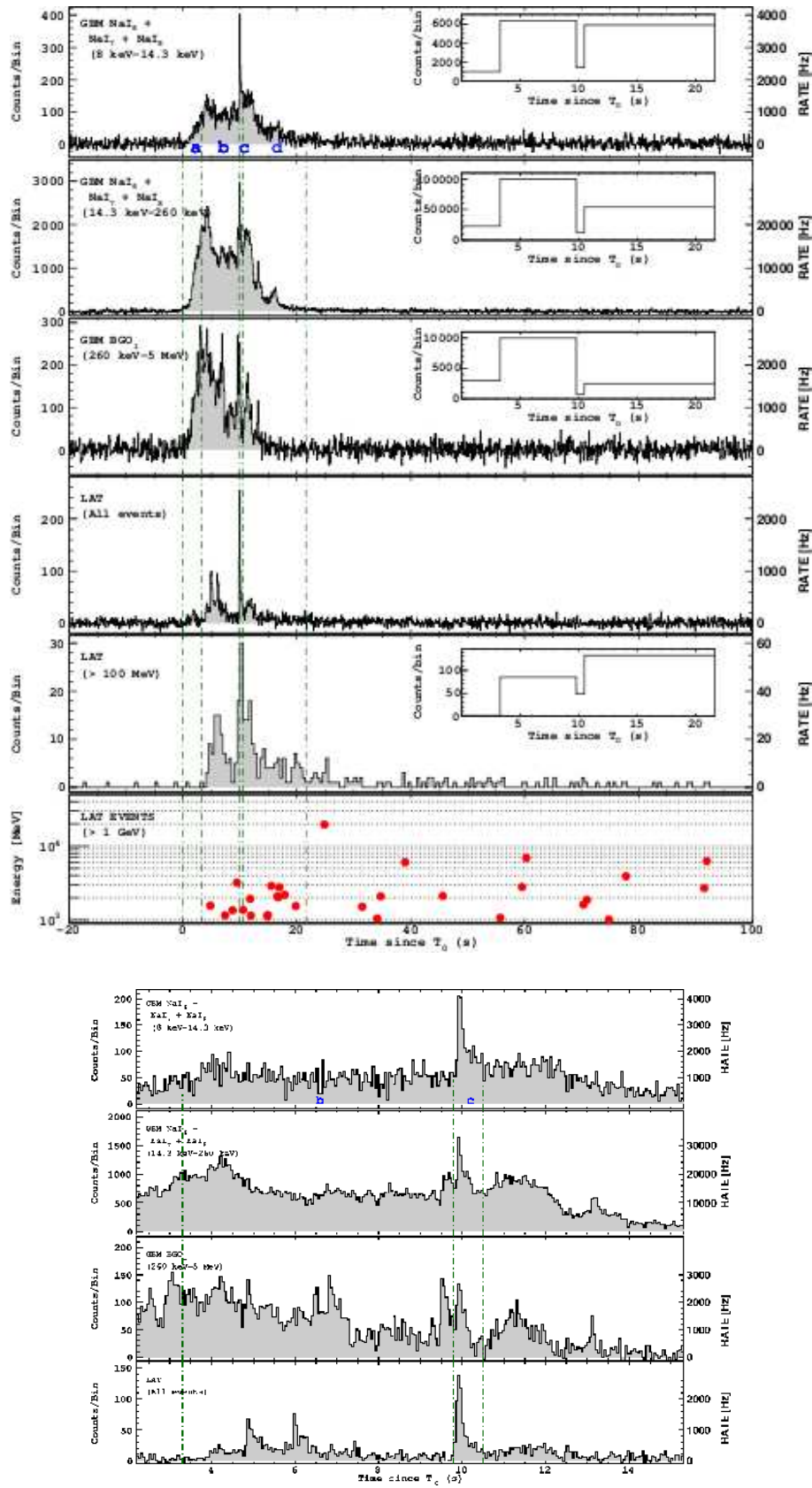


FIGURE 4.4 – Courbe de lumière multidétecteurs de GRB 090926A (fig. 1 et 2 de [60]). **Haut** : courbe de lumière complète. **Bas** : agrandissement autour du pic ultrafin à  $T_0 + 10$  s.



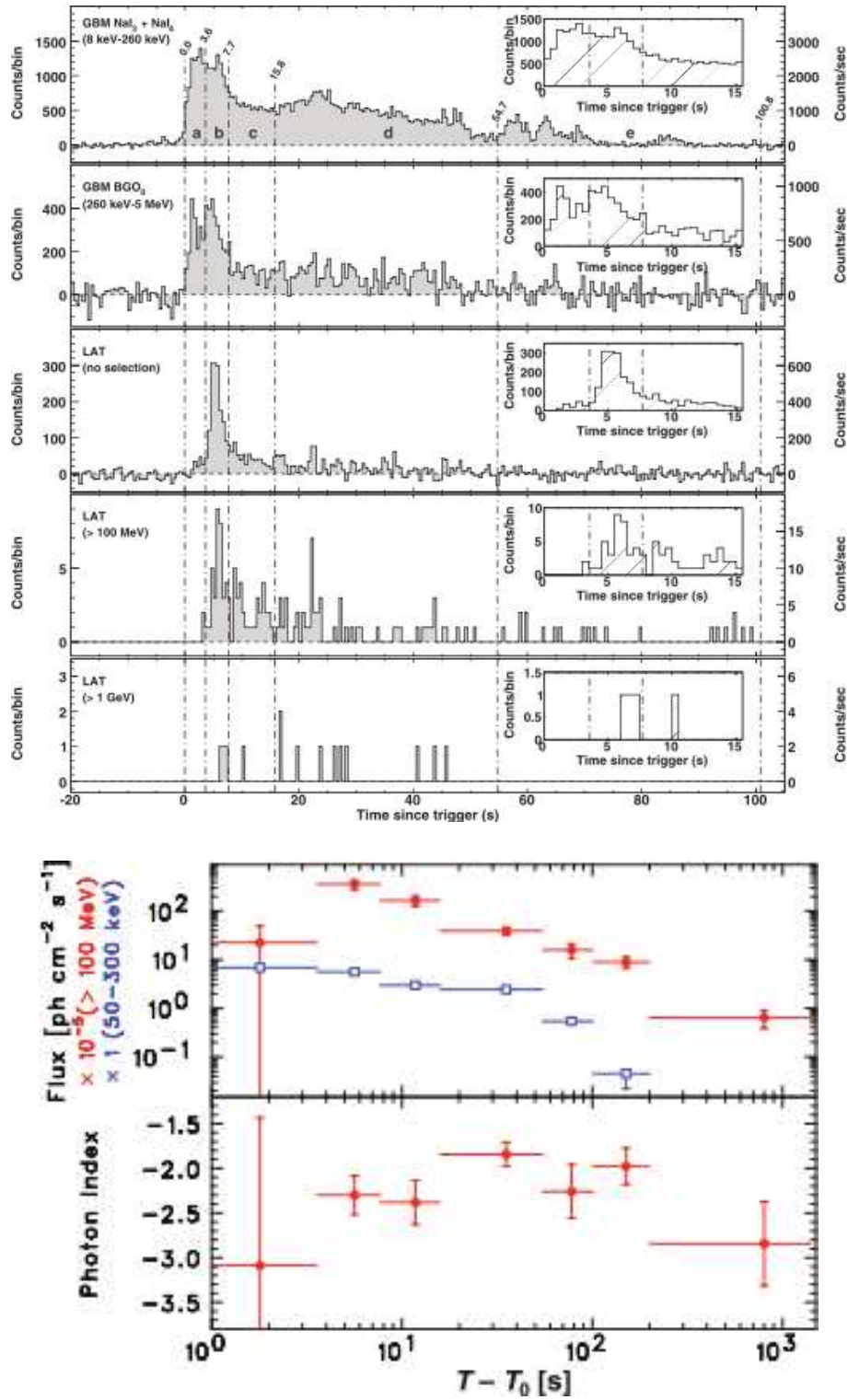


FIGURE 4.5 – Courbe de lumière multidétecteurs de GRB 080916C (fig 1 et 4 de [61]). **Haut** : émission prompt. **Bas** : émission prolongée dans le LAT, comparée à l'émission vue dans le GBM.



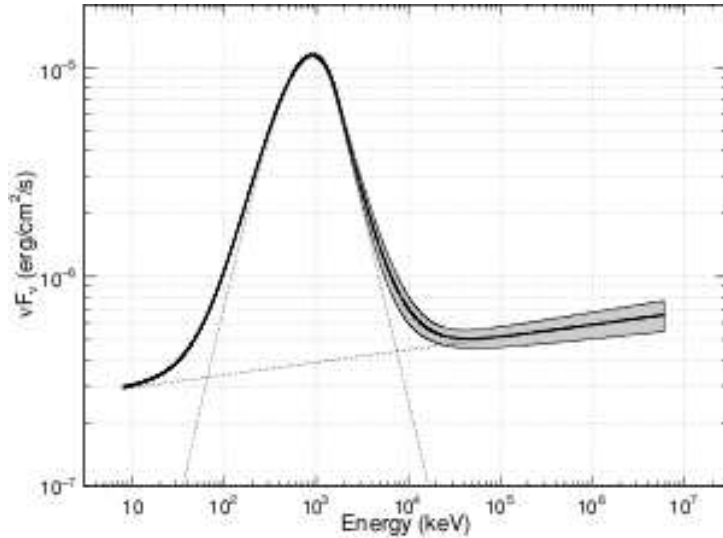
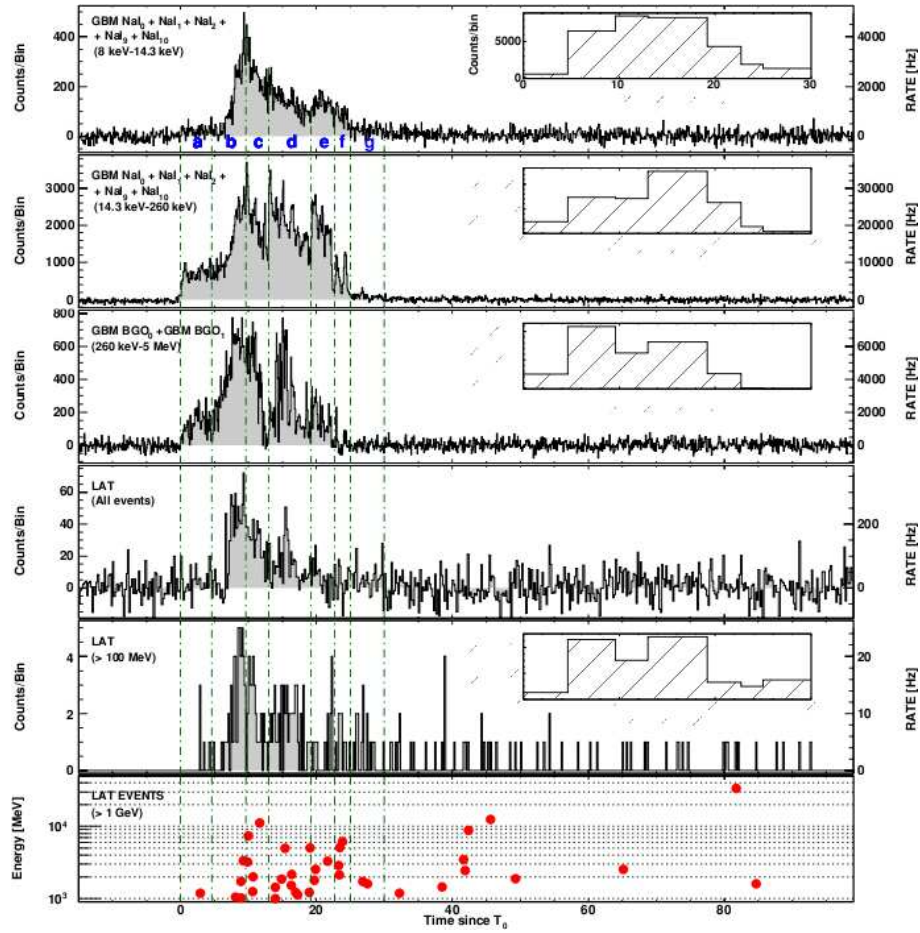


FIGURE 4.6 – Émission prompt de GRB 090902B (fig 1 et 3 de [62]). **Haut** : courbe de lumière multidétecteurs. **Bas** : spectroscopie de l'intervalle « b », le contour de confiance à 68% issus de l'ajustement est indiqué, ainsi que les modèles des deux composantes (fonction de Band et loi de puissance additionnelle).

### 4.2.3 Propriétés spectrales

**Composante principale dans la gamme keV – MeV :** la composante principale des spectres des émissions promptes observées, dans la gamme du GBM, est en général bien modélisée par une fonction de Band. Des analyses alternatives de quelques sursauts  $\gamma$  proposent cependant l'utilisation d'une composante thermique, soit seule [63], soit en complément d'un spectre non-thermique [64] pour reproduire la composante keV – MeV.

La variabilité observée dans les courbes de lumière se retrouve dans l'évolution des spectres, et continue de favoriser un modèle d'émission issue de chocs internes.

**Composante additionnelle :** pour quelques sursauts brillants, une composante spectrale additionnelle a été identifiée. Celle-ci a la forme d'une loi de puissance d'indice différentiel proche de -1,6, et domine l'émission dans le domaine du LAT. Elle peut aussi être dominante à basse énergie, à quelques keV. La figure 4.6 montre l'exemple de GRB 090902B : les courbes de lumières dans différentes bandes d'énergie montrent bien l'arrivée tardive de la composante additionnelle dure qui domine l'émission aux deux extrémités du spectre.

Cette composante additionnelle apparaît aussi bien pour des sursauts longs (GRB 090902B, GRB 090926A) ou courts (GRB 090510), mais n'est pas une caractéristique commune à tous les sursauts. Par exemple l'analyse de GRB 080916C n'a pas montré de composante spectrale additionnelle pour ce sursaut brillant.

**Mesure d'une atténuation du spectre à haute énergie :** dans le cas particulier de GRB 090926A, une atténuation exponentielle intervient sur cette composante additionnelle, à haute énergie (voir fig. 4.8).

Une étude systématique des caractéristiques des sursauts observés est en cours. Elle sera présentée dans le premier catalogue de sursauts LAT. Le tableau 4.1 récapitule quelques propriétés des sursauts  $\gamma$  observés par le LAT jusqu'en septembre 2009. Les mesures de redshift ont été obtenues grâce au suivi par des observatoires terrestres, initié par *Swift* dans tous les cas.

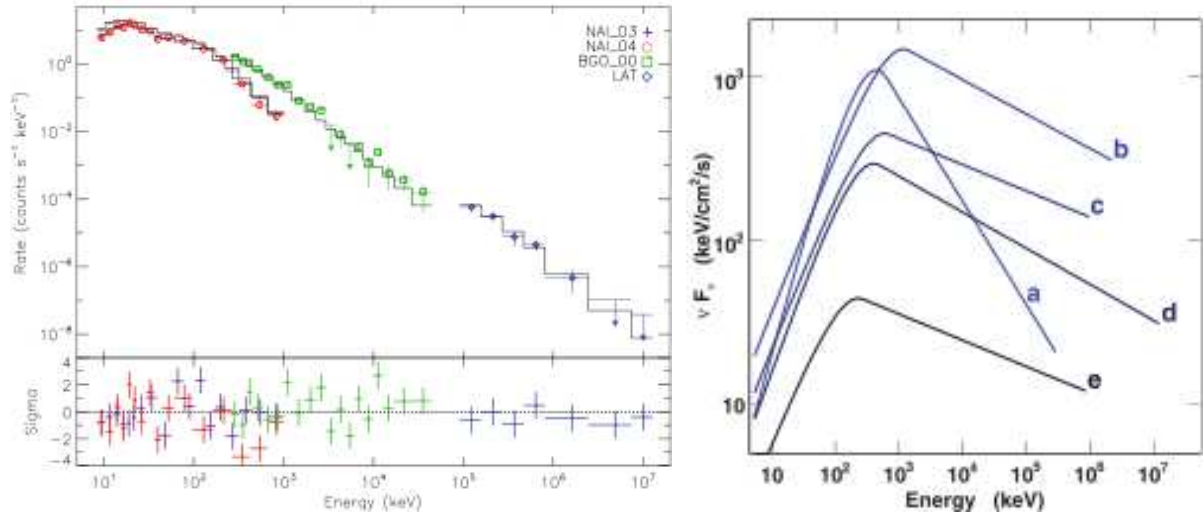


FIGURE 4.7 – Spectre de l'émission prompt de GRB 080916C (fig 2 de [61]). **Gauche** : spectre en coups, modèle ajusté et résidus pour le pic principal d'émission LAT (intervalle « b »). **Droite** : résultats des ajustements spectraux réalisés dans les différents intervalles, évolution du spectre au cours de l'émission prompt.

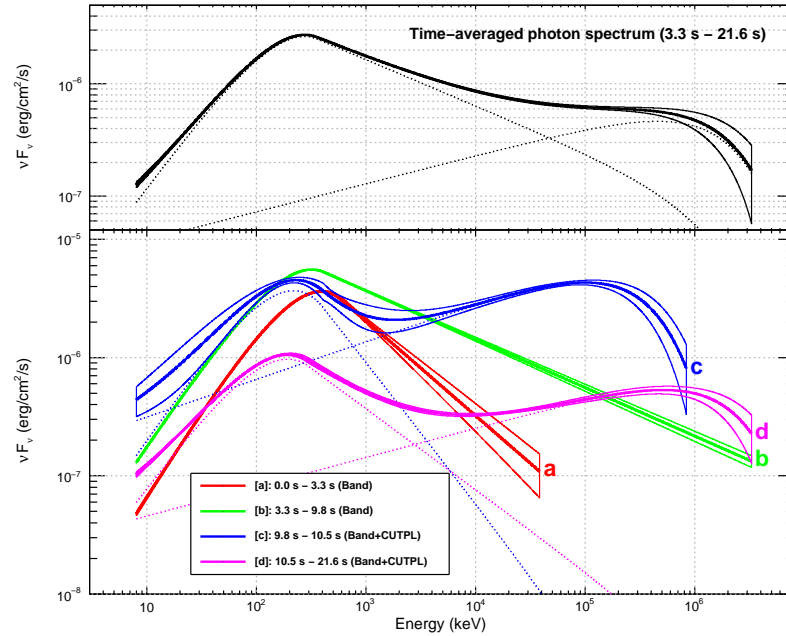


FIGURE 4.8 – Spectroscopie de l'émission prompt de GRB 090926A (fig 5 de [60]). Les contours de confiance à 68% issus des ajustements sont indiqués, ainsi que les modèles des deux composantes. Le cadre du haut montre le spectre intégré, celui du bas les spectres dans les différents intervalles de temps définis d'après les courbes de lumière.

GRB	$\theta$ ( $^\circ$ )	Classe	Nb. phot. > 100 MeV	Nb. phot. > 1 GeV	Haute énergie retardée	Émission prolongée	Composante additionnelle	Énergie maximale	$z$
080825C	60	long	$\sim 10$	0	oui	oui	non	560 MeV	4,35
080916C	49	long	>145	14	oui	oui	?	13 GeV	
081024B	21	court	$\sim 10$	2	oui	oui	?	3 GeV	
090217	34	long	$\sim 10$	0	non	non	non	1 GeV	3,57
090323	55	long	$\sim 20$	>0	?	oui	?	?	
090328	64	long	$\sim 20$	>0	? oui	oui	?	?	
090510	14	court	>150	20	?	oui	oui	31 GeV	0,903
090626	15	long	$\sim 20$	>0	oui	?	?	?	1,822
090902B	51	long	>200	30	oui	oui	oui	33 GeV	
090926A	52	long	>150	50	oui	oui	oui	20 GeV	

TABLE 4.1 – Quelques caractéristiques de l’émission prompte de haute énergie de sursauts  $\gamma$  observés par le LAT, jusqu’à GRB 090926A. On remarque que GRB 090217 ne montre pas les caractéristiques particulières présentées par la plupart des autres sursauts  $\gamma$ . Trois sursauts, GRB 090323, GRB 090328 et GRB 090626 ne montrent que peu ou pas d’émission au-dessus de 100 MeV, d’où l’impossibilité de conclure sur certaines caractéristiques des émissions.

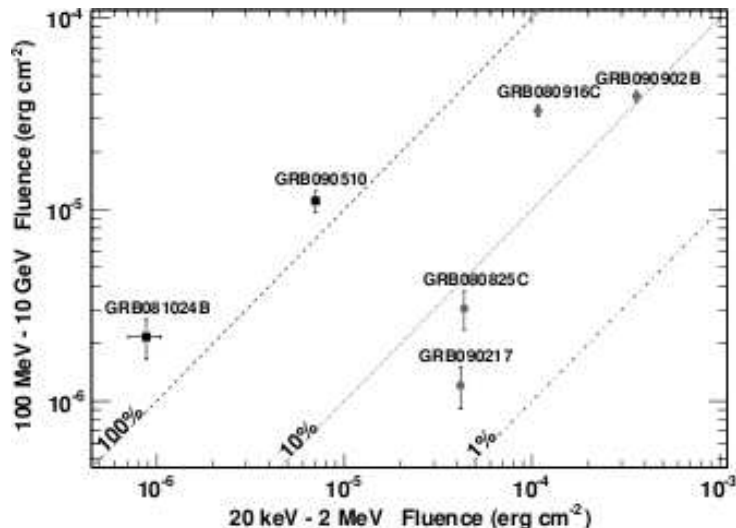


FIGURE 4.9 – Comparaison des fluences émises dans les gammes d'énergie du GBM et du LAT pour plusieurs sursauts  $\gamma$  au spectre bien contraint (fig 4 de [59]).

### 4.3 Implications de ces observations

Les observations du LAT ne permettent pas d'effectuer des études de populations (ce ne sera probablement jamais le cas). Cependant, l'observation de quelques sursauts assez brillants au spectre bien contraint dans la gamme d'énergie de *Fermi*, a des implications théoriques intéressantes. Le redshift du sursaut  $\gamma$  est une information essentielle pour la plupart des interprétations.

#### 4.3.1 Considérations énergétiques

L'analyse spectrale des sursauts observés dans le LAT révèle une différence entre les deux sursauts courts et les quelques sursauts longs au spectre bien contraint. Alors que l'émission des premiers semble équitablement partagée entre la gamme du GBM et celle du LAT, l'émission des derniers est concentrée dans la gamme d'énergie du GBM. Les observations futures permettront de confirmer ou d'infirmer cette observation.

L'ordre de grandeur de l'énergie rayonnée favorise dans tous les cas l'hypothèse d'un jet collimaté relativiste, conforme au modèle dit de la « boule de feu ». En effet l'estimation de l'énergie totale rayonnée  $E_{iso}$ , si l'émission était isotrope, va de  $1 \times 10^{53}$  à  $8,8 \times 10^{54}$  erg pour les sursauts dont le redshift a été mesuré. Ce sont des valeurs très importantes étant donnée la source d'énergie : l'énergie potentielle gravitationnelle d'un trou noir de masse stellaire.

#### 4.3.2 Facteur de Lorentz initial du jet

Cette estimation est basée sur l'argument de compacité (voir § 5.1 et [65]). Les particules accélérées à des vitesses relativistes au sein du jet émettent leur rayonnement dans un fin cône orienté dans le sens du déplacement. Ceci réduit l'opacité du milieu due à l'annihilation des photons de haute et basse énergie par création de paires  $e^+/e^-$ . On se base sur l'atténuation (ou absence d'atténuation) du spectre aux énergies de l'ordre du GeV.

Intervalle	Modèle	$t_v$ (ms)	$E_{max}$ (GeV)	$\Gamma_{0,min}$
b	Band + PL	$14 \pm 2$	3.43	$951 \pm 38$
d	Band	$12 \pm 2$	30.5	$1324 \pm 50$
d	Band + PL	$12 \pm 2$	30.5	$1218 \pm 61$

TABLE 4.2 – Limites inférieures sur le facteur de Lorentz initial d'ensemble, issues de l'observation de GRB 090510.

L'opacité du milieu aux photons d'énergie  $E$ ,  $\tau_{\gamma\gamma}(E)$ , dépend :

- de la dimension de la source, estimée par l'échelle de temps de variabilité  $t_v$  mesuré sur les courbes de lumière GBM,
- du spectre de rayonnement « cible » : pour des photons du GeV il s'agit du spectre vu en X- $\gamma$ , selon les cas modélisée par une fonction de Band, la composante additionnelle détectée, ou la somme des deux,
- du redshift  $z$  de la source et du facteur de Lorentz d'ensemble initial  $\Gamma_0$ , qui déterminent le changement de référentiel (source à observateur) et la transformation du spectre associée.

Les résultats présentés ici ne tiennent pas compte des variations spatiales et temporelles du champ de photons cible. Un traitement plus réaliste de celles-ci est proposées dans [66], qui peut réduire les estimations présentées d'un facteur 2 à 3.

Quatre des sursauts  $\gamma$  observés dans le LAT permettent ce type de calcul : GRB 080916C, GRB 090510, GRB 090902B et GRB 090926A. Dans le dernier cas, une atténuation exponentielle du spectre est mesurée, que l'on attribue entièrement au phénomène étudié ici, de manière conservative. Pour les autres, on fait l'hypothèse que  $\tau_{\gamma\gamma}(E < E_{max}) < 1$ , où  $E_{max}$  est l'énergie maximale des atteinte dans le spectre mesuré. Cette condition se traduit en une limite inférieure sur la valeur du facteur de Lorentz initial du jet.

La variabilité  $t_v$  est mesurée sur les courbes de lumière GBM, de même que le champ de photon cible est modélisé par le spectre mesuré dans cette gamme d'énergie. Ceci suppose que les émissions observées au GeV et à quelques centaines de keV sont émises dans la même région du jet. Les courbes de lumière construites d'après les événements LAT **transient** ne permettent pas de mesurer très précisément la variabilité. Cependant, en se basant sur les sélections relâchées, on obtient un profil temporel de l'émission dans le domaine du LAT comparable à ce qui est observé dans le GBM. Les variabilités de ces émissions sont semblables et elles sont corrélées, ce qui justifie l'hypothèse faite.

Le tableau 4.2 détaille les résultats obtenus en particulier pour GRB 090510, pour différents photons de haute énergie, différentes formes spectrales et échelles de temps, et la figure 4.10 résume les résultats obtenus pour les différents sursauts, le cas échéant pour plusieurs formes possibles du spectre du rayonnement cible. Dans le cas de GRB 090926A, l'incertitude supplémentaire due à la modélisation du champ de photons cible a aussi été prise en compte. Les valeurs ou limites obtenues sont de l'ordre de  $10^3$ , quelques centaines en tenant compte d'une modélisation plus réaliste. De telles valeurs de  $\Gamma_0$ , attendues pour des sursauts  $\gamma$ , sont élevées par-rapport aux autres jets relativistes connus.

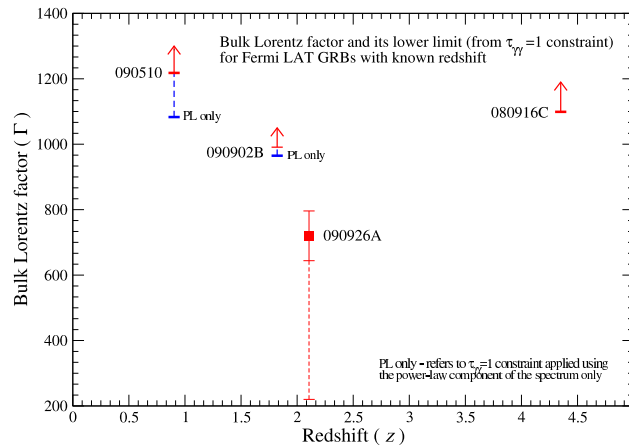


FIGURE 4.10 – Mesures ou limites inférieures du facteur de Lorentz d’ensemble initial du jet, issues des observations de 4 sursauts  $\gamma$  par *Fermi* (crédit S. Razzaque).

### 4.3.3 Théories linéaires de violation de l’invariance de Lorentz

Selon certains modèles de gravité quantique, la vitesse de déplacement des photons pourrait dépendre de leur énergie, violant ainsi l’invariance de Lorentz, principe fondateur de la relativité restreinte. Cette dépendance s’écrit sous la forme d’un développement en série, dominé par les termes de plus bas degrés. Ainsi, deux photons de haute et basse énergies  $E_h$  et  $E_\ell$  émis simultanément, sont observés à des temps décalés. Le délai peut s’écrire comme suit :

$$\Delta t = s_n \frac{(1+n)}{2H_0} \frac{(E_h^n - E_\ell^n)}{(M_{QG,n} c^2)^n} \times \int_0^z \frac{(1+z')^n}{\sqrt{\Omega_m(1+z')^3 + \Omega_\Lambda}} dz'$$

où :

- $s_n = 1$  (resp.  $-1$ ) dans le cas sub-luminique (resp. super-luminique), où la vitesse des photons diminue (resp. augmente) avec l’énergie,
- $z$  est le redshift de la source,
- des valeurs « standard » des paramètres cosmologiques sont utilisées :  $(h, \Omega_m, \Omega_\Lambda) = (0.71, 0.27, 0.73)$ ,
- $n = 1$  ou  $2$  dans le cas d’observations du LAT,
- $M_{QG,n}$  est l’échelle d’énergie du terme étudié : c’est la grandeur que l’on veut déterminer ici.

Trois méthodes permettent d’établir une dépendance de la date d’arrivée des photons avec leur énergie. Les deux premières consistent à utiliser un photon de haute énergie. La probabilité d’association de cet événement au sursaut correspondant est basée sur sa distance à la position de ce dernier et sur l’étude du niveau de fond, et l’incertitude sur la mesure de son énergie est déterminée avec soin. On mesure ensuite un délai entre ce photon et une partie jugée pertinente de l’émission de plus basse énergie. La troisième méthode est basée sur un principe différent. En résumé :

1. détecter un photon de haute énergie et supposer qu’il n’a pas été émis avant le signal de basse énergie, et attribuer la totalité du délai à la violation d’invariance de Lorentz. Simple, robuste et conservative, cette méthode permet de contraindre le cas sub-luminique.

GRB	$z$	Méthode	$E_{max}$ (GeV)	$ \Delta t $ (s)	$ \Delta t/\Delta E $ (ms.GeV <sup>-1</sup> )	$M_{QG,1}/M_{Planck}$
080916C	4,35	1	13	16	–	0,11
090510	0,903	1	30,5	$< 0,859$	–	$> 1.19$
		2	30,5	$< 0,010$	–	$> 102$
		3	–	–	$< 30$	$> 1.22$
090902B	1,822	1	33	82	–	$> 0.068$
090926A	2.106	1	20	26	–	$> 0.066$

TABLE 4.3 – Violation de l’Invariance de Lorentz : limites sur l’échelle d’énergie du terme linéaire, issues d’observations de sursauts  $\gamma$  par le LAT.

2. associer un photon de haute énergie à un pic de l’émission de basse énergie coïncidant avec son arrivée. Le délai correspondant est mesuré par rapport au début ou à la fin de ce pic, ainsi cette méthode permet de contraindre les cas sub- et super-luminique.
3. ajuster par une fonction affine la dépendance des dates d’arrivée des photons vus dans le LAT (classe **transient** au-dessus de 30 MeV) avec l’énergie, dans un intervalle de la courbe de lumière :  $t_{obs} = t_0 + \theta E_{obs,i}$  ( $E > 30\text{MeV}$ ). Cette méthode appelée « DisCan » (pour « Dispersion Cancellation ») est décrite dans [67] et fait l’hypothèse que la largeur du pulse dans l’intervalle considéré ne dépend pas de l’énergie (d’où son nom). Ce n’est qu’à cette condition que la date de référence  $t_0$  déterminée dans l’ajustement peut être définie.

En attribuant entièrement cette variation des dates d’arrivées à la violation d’invariance de Lorentz, on établit une limite supérieure sur le délai associé à une énergie donnée, et donc une limite inférieure sur l’échelle d’énergie du terme considéré. Les limites inférieures sur l’échelle du terme linéaire,  $M_{QG,1}$ , mesurées ici sont de l’ordre de ou supérieures à la masse de Planck, ce qui tend à défavoriser nettement ces modèles (voir tab. 4.3). Des limites inférieures de  $M_{QG,2}$  ont aussi été estimées mais elles ne sont pas contraignantes.

#### 4.3.4 Fond diffus extragalactique UV

Les photons d’énergies de l’ordre du GeV, en se propageant de leur source à nous, peuvent être absorbés par le rayonnement diffus UV. Cette interaction est d’autant plus probable que la distance à parcourir est grande. On peut en déduire une opacité de l’« Univers » aux photons d’une énergie donnée, qui dépend de la distance de la source à l’observateur (donc du redshift). Le spectre du fond diffus est tel que cette opacité augmente avec l’énergie des photons  $\gamma$ , et est négligeable pour des photons d’énergies inférieures au GeV.

L’observation de photons de haute énergie provenant de sursauts  $\gamma$  de redshift connu permet enfin d’étudier l’absorption des photons  $\gamma$  du GeV par le fond diffus extragalactique UV. Une étude a été menée basée sur un échantillon de blazars et de sursauts  $\gamma$  observés par le LAT, voir [68] pour plus de détails. Les observations ont été comparées à plusieurs modèles d’atténuation. Les modèles qui prédisaient les plus fortes valeurs d’opacités, issus de [69], sont significativement exclus ( $N_\sigma > 3$ ).



### 4.3.5 Origines possibles des composantes additionnelles

L'origine des composantes additionnelles observées pour certains sursauts  $\gamma$  brillants n'est pas encore bien identifiée. Plusieurs explications sont proposées, dans le cadre du modèle de la « boule de feu ».

#### Modèle leptonique

Le modèle d'émission non-thermique prédit une composante d'émission Compton inverse aux énergies du GeV au TeV (SSC pour « Synchrotron Self Compton », diffusion Compton inverse du spectre synchrotron sur les électrons ayant émis ce rayonnement). Cette composante serait naturellement retardée par rapport à l'émission synchrotron observée dans le domaine du keV au MeV, avec un délai comparable à la largeur des pics de la courbe de lumière. Or de tels délais sont aussi observés dans les cas ne montrant pas de composante additionnelle. Inversement, dans l'intervalle « c » de GRB090926A par exemple (pic fin de 50 ms, voir fig. 4.4), aucun délai n'est observé entre l'émission vue par le GBM (synchrotron) et la composante additionnelle vue dans le LAT. Ce point reste donc à éclaircir. De plus, un modèle synchrotron simple n'est pas compatible avec les indices de basse énergie observés. En effet, la valeur typique de cet indice spectral prévue dans le modèle synchrotron est de -1,5. Or, d'après les observations de BATSE et *Fermi*, l'indice  $\alpha_{Band}$  suit une distribution large centrée sur -1. Des extensions sont alors nécessaires, plusieurs possibilités existent, par exemple :

- On peut ajouter à l'émission non-thermique synchrotron une émission thermique issue de la photosphère. Si celle-ci est sous-dominante, avec une température de quelques dizaines de keV, le spectre observé dans cette gamme est plus dur qu'avec le synchrotron seul. On peut alors reproduire les spectres observés avec un indice de basse énergie  $\alpha_{Band}$  plus proche des valeurs prévues par le modèle synchrotron [64].
- Le modèle synchrotron peut être affiné [70]. En tenant compte de la diffusion Compton en régime Klein-Nishina, l'indice de basse énergie peut prendre des valeurs comprises entre -1,5 et -1. Et en se plaçant dans un régime où d'importantes pertes adiabatiques sont ajoutées aux pertes radiatives (ce qui est contraignant mais reste permis),  $\alpha$  peut prendre des valeurs comprises entre -1 et -2/3.

#### Modèle hadronique

Ces modèles, développés par exemple dans [71, 72] prévoient une composante de haute énergie, due au rayonnement synchrotron des protons ainsi qu'à des désintégrations en pions (cascades hadroniques). Ce modèle prédit un excès à basse énergie dû à l'annihilation de paires  $e^+/e^-$  secondaires. Le temps nécessaire pour accélérer les protons et développer des cascades peut aussi expliquer les délais importants observés. Mais cela nécessite un fort champ magnétique et une quantité d'énergie très importante (puissance équivalente isotrope  $P_{iso} \sim 10^{55} \text{ erg.s}^{-1}$  dans le cas de GRB 090510 par exemple). De plus, ce modèle ne prévoit pas que les variabilités des émissions à différentes énergies soit corrélée sur d'aussi faibles constantes de temps que ce qu'on peut l'observer, par exemple le pic très court d'émission visible à toutes les énergies dans GRB 090926A (voir fig. 4.4).

### Émission du choc avant

Certains auteurs ont choisi d'expliquer la totalité de l'émission observée à haute énergie avec le LAT comme issue du choc avant (voir par exemple [73, 74]). Ceci expliquerait naturellement le délai observé à haute énergie. Cependant de très grandes valeurs de facteur de Lorentz sont nécessaires, de l'ordre de plusieurs milliers, ce qui est très contraignant. Et surtout la courbe de lumière prévue par ce modèle se compose d'une unique « bosse » large (englobant toute l'émission prompte), dont la décroissance s'étend tout au long de l'émission prolongée observée à haute énergie. Or les courbes de lumière observées au-delà de 100 MeV avec le LAT montrent une structure plus complexe dans la plupart des cas, plus compatibles avec l'hypothèse des chocs internes. Cela est encore plus visible, dès quelques dizaines de MeV, en utilisant la sélection relâchée présentée au Chapitre 6.

## Conclusion

En deux ans d'opérations, *Fermi* a détecté plus de 500 sursauts  $\gamma$ , dont 18 ont pu être observés aussi avec le LAT au-dessus de 100 MeV (analyse standard). Ce taux de détections est proche des estimations établies avant le lancement. Grâce aux suivis par *Swift* puis par des observatoires terrestres, les redshifts de 7 d'entre eux ont pu être mesurés, ce qui est très important pour le travail d'interprétation.

Quelques caractéristiques sont communes à la plupart des émissions promptes observées par le GBM et le LAT : l'arrivée retardée de l'émission de haute énergie par rapport à la gamme du GBM, la plus longue durée des émissions observées dans le LAT, une composante spectrale additionnelle dominante aux deux extrémités du spectre. Cette dernière n'est en fait bien visible que pour les sursauts les plus brillants (à l'exception de GRB 080916C). Dans le cas de GRB 090926A, une coupure exponentielle atténue cette composante additionnelle. L'origine de ces composantes spectrales additionnelles reste une question ouverte.

L'observation des 4 sursauts les plus brillants, combinant des photons d'énergies supérieures à 10 GeV, une mesure de redshift et une forme spectrale bien définie, a quelques implications intéressantes. Il a été possible de contraindre les facteurs de Lorentz d'ensemble des jets de plasma responsables de ces émissions, avec une valeur minimale de  $10^3$  (quelques centaines en tenant compte d'une modélisation plus réaliste du champ de photons), et une mesure dans le cas de GRB 090926A :  $\Gamma_0 \simeq 200\text{--}700$ . Une contrainte forte des modèles linéaires de violation de l'invariance de Lorentz a pu être posée ( $M_{QG,1} > M_{Planck}$ ). Enfin, en combinant les observations des sursauts  $\gamma$  de redshifts connus à celle de blazars il a été possible de contraindre le modèle d'atténuation du rayonnement  $\gamma$  par le fond diffus extragalactique UV.

---

# Chapitre 5

## Un modèle d'émission prompt de haute énergie issue des chocs internes

---

<b>5.1</b>	<b>« Boule de feu » et chocs internes . . . . .</b>	<b>92</b>
5.1.1	Problème de compacité . . . . .	92
5.1.2	Processus microscopiques et spectres prédits . . . . .	93
<b>5.2</b>	<b>Effet du champ magnétique . . . . .</b>	<b>95</b>
5.2.1	Choix des modèles et méthode . . . . .	95
5.2.2	Statistique et profils temporels . . . . .	95
5.2.3	Analyses spectrales . . . . .	97
5.2.4	Paramétrisation alternative de la forme du spectre synchrotron . . . . .	101
<b>5.3</b>	<b>Nouvelle analyse de GRB 080916C . . . . .</b>	<b>104</b>

---

Les chapitres précédents ont montré des observations d'émissions promptes de sursauts  $\gamma$ , et quelques implications et interprétations. Celles-ci s'inscrivent toutes dans le cadre du modèle dit de la « boule de feu », dans lequel des particules chargées accélérées au sein d'un jet relativiste émettent les rayonnements observés. Les processus (non-thermiques pour la plupart) à l'œuvre expliquent bien la forme des spectres observés.

Une équipe de l'IAP<sup>1</sup> a mis au point une simulation complète de l'émission prompte de haute énergie de sursauts  $\gamma$ , issue de chocs internes dans un jet relativiste, qui s'inscrit dans ce cadre [75, 76]. La dynamique des chocs et les divers rayonnements issus des électrons accélérés par ces chocs sont pris en compte, et l'influence des différents paramètres du modèles sur la forme des courbes de lumière et spectres observés est étudiée.

Nous travaillons en collaboration avec cette équipe afin de contraindre leurs modèles simulés à l'aide des observations du LAT. D'une part, nous cherchons à déterminer la sensibilité du LAT aux paramètres du modèle, et à relier ces paramètres physiques aux fonctions mathématiques utilisées plus tard dans l'analyse. D'autre part, nous aimerions expliquer l'origine des émissions promptes observées par le LAT.

Ce chapitre présente le modèle de la « boule de feu » et en particulier le modèle d'émission prompte développé à l'IAP, ainsi que quelques points de départ de la comparaison de ce modèle aux observations du LAT.

---

1. Institut d'Astrophysique de Paris

## 5.1 « Boule de feu » et chocs internes

Le modèle dit de la « boule de feu » n'est pas le seul proposé pour expliquer l'émission des sursauts  $\gamma$ , mais il est le plus courant actuellement. Il associe le sursaut  $\gamma$  à la formation d'un trou noir stellaire. La formation de ce dernier est associée à différents phénomènes selon la durée de l'émission prompt observée : hypernova pour les sursauts longs ( $T_{90} > 2\text{ s}$ ), fusion de deux objets compacts pour les sursauts courts ( $T_{90} < 2\text{ s}$ ). Les émissions rémanentes de certains sursauts longs et proches ont permis de les relier effectivement à des supernovæ. Lors de l'explosion ou de la fusion, un trou noir se forme au centre, tandis que le reste de la matière, en tombant en rotation sur le trou noir, forme un disque d'accrétion. L'accrétion de cette matière s'accompagne de la formation de deux jets de plasma relativiste de part et d'autre du plan du disque, selon un mécanisme encore mal compris.

La forte variabilité temporelle de l'émission prompt des sursauts  $\gamma$  suggère une activité variable du « moteur » central émettant les jets de plasma. Ceci conduit naturellement à l'hypothèse que le facteur de Lorentz d'ensemble du plasma éjecté varie pendant la durée du sursaut. Si on assimile le plasma à des couches solides de facteurs de Lorentz différents, une couche rapide peut rattrapper une couche lente, pour former « choc interne ». Ce processus a été introduit dans [77]. Les particules du plasma sont accélérées au niveau de ce choc par processus de Fermi et émettent des rayonnements (voir § 5.1.2) constituant l'émission prompt du sursaut. Chaque choc produit un pulse d'émission  $\gamma$ , si bien que les variations temporelles du facteur de Lorentz à la source sont naturellement reliées à la variabilité temporelle de l'émission observée [75].

L'émission rémanente quant à elle est plus généralement associée au « choc avant » entre l'extrémité du jet, qui a déjà ralenti et qui s'est élargi, avec le milieu interstellaire environnant. Le « choc retour » entre la matière du jet ralentie par le milieu extérieur et la matière située en amont peut aussi intervenir. Des interprétations basées sur les mécanismes de chocs internes et avant sont discutées au chapitre 7.

### 5.1.1 Problème de compacité

Ce modèle est basé sur l'argument de compacité, introduit dans [65]. La forte variabilité des sursauts  $\gamma$  implique une zone d'émission de petite taille :  $\Delta t \sim R/c$ . Étant donnée la luminosité du rayonnement observé, la densité de photons au voisinage de la source est alors très importante. Les photons émis s'annihilent par réaction de création de paires  $e^+/e^-$  : le rayonnement est opaque à lui-même.

L'hypothèse du mouvement relativiste résout ce problème : le rayonnement n'est pas émis de manière isotrope par les particules, mais dans un cône fin dans le sens du déplacement, d'ouverture proportionnelle à  $1/\Gamma$ . La section efficace de la réaction de création de paires diminue, et le rayonnement peut s'échapper. La valeur minimale du facteur de Lorentz d'ensemble qui permet cela est de  $\Gamma \sim 100$  dans le cas des sursauts  $\gamma$ .

Une autre conséquence est que la fraction de l'énergie émise à la source que nous observons effectivement est de  $\Gamma^{-2}$ . De plus, la source étant en mouvement relativiste, la luminosité dans son référentiel de repos est en fait inférieure à l'observation, d'un facteur  $\Gamma^{2(1+\beta)}$ , où  $\Gamma$  est le facteur de Lorentz d'ensemble, et  $\beta$  l'indice du spectre d'émission de photons cibles. Finalement, l'opacité est réduite d'un facteur  $\Gamma^{2(\beta-1)}$  par le mouvement relativiste.

La formation du jet relativiste à partir du disque d'accrétion et son accélération initiale sont encore mal comprises, mais ce modèle est accrédité par l'observation de jets faiblement relativistes au voisinage de trous noirs supermassifs aux centres de certaines galaxies actives, par exemple. Enfin, la forme du spectre observé, de type non-thermique, encourage à penser qu'il est produit par des particules chargées accélérées via les mécanismes cités dans le paragraphe 5.1.2.

### 5.1.2 Processus microscopiques et spectres prédits

La contribution des hadrons est encore à l'étude pour ce modèle. Les différents processus radiatifs leptoniques pris en compte dans ce modèle sont les suivants :

- le rayonnement synchrotron, interaction des particules chargées avec le champ magnétique ambiant. Sur le spectre de puissance il se traduit par une bosse qui s'étend des ondes radio aux rayons  $\gamma$ mous. L'énergie maximale atteinte par ce type rayonnement est d'autant plus importante que le champ magnétique est élevé et que le spectre des électrons est dur.
- le rayonnement, ou diffusion, Compton inverse, interaction des électrons accélérés avec le rayonnement ambiant, et majoritairement avec leur propre rayonnement synchrotron. Il se traduit par une deuxième bosse sur le spectre de puissance, dont le maximum est décalé d'un facteur  $\Gamma^2$  du maximum de la bosse synchrotron en régime de diffusion Thomson. En régime Klein-Nishina (cas étudiés dans la section suivante), cette deuxième bosse est moins décalée et moins brillante.
- la création de paires  $e^+/e^-$  par annihilation des photons  $\gamma$  du GeV avec le rayonnement UV et visible. Ce dernier peut provenir des émissions des particules du jet, ou bien du fond diffus extragalactique UV et visible. Il se traduit par une atténuation exponentielle du spectre à ces hautes énergies.

Le spectre du rayonnement émis au niveau d'un choc évolue au cours du temps. Dans ce modèle, le rayonnement synchrotron apparaît le premier et son maximum se décale avec le temps vers de plus basses énergies à mesure que les particules se refroidissent par expansion adiabatique et par les pertes radiatives. Pendant ce temps le rayonnement Compton inverse apparaît progressivement, nécessairement retardé par rapport au synchrotron.

La forme du spectre de l'émission prompte dépend des paramètres du jet :

- la fraction d'énergie portée par les électrons  $\epsilon_e$ .
- la fraction d'énergie portée par le champ magnétique  $\epsilon_B$ .
- le spectre des électrons suivant une loi de puissance d'indice  $-p$ . La forme du spectre est une conséquence du mécanisme de Fermi d'accélération des particules par une onde de choc. Mais la valeur de l'indice  $-p$  est mal connue du fait des incertitudes théoriques sur l'accélération aux chocs moyennement relativistes.
- la fraction des électrons qui sont effectivement accélérés au niveau du choc  $\zeta$ .

La figure 5.1 montre les formes des spectres en énergie obtenus en fonction des valeurs de ces paramètres, notamment dans la gamme d'énergie du LAT qui nous intéresse tout particulièrement, intégrés sur tout ou partie de la durée de l'émission prompte. Ainsi la courbe la plus haute correspond au spectre intégré total, et les deux courbes basses aux phases « montante » et « descendante » du pulse unique produit dans la simulation. En fonction de l'intensité du champ magnétique et du spectre des électrons, on pourrait donc observer dans le LAT soit une loi de puissance, continuation de l'émission synchrotron, soit une ou deux bosses dues à de l'émission Compton inverse.

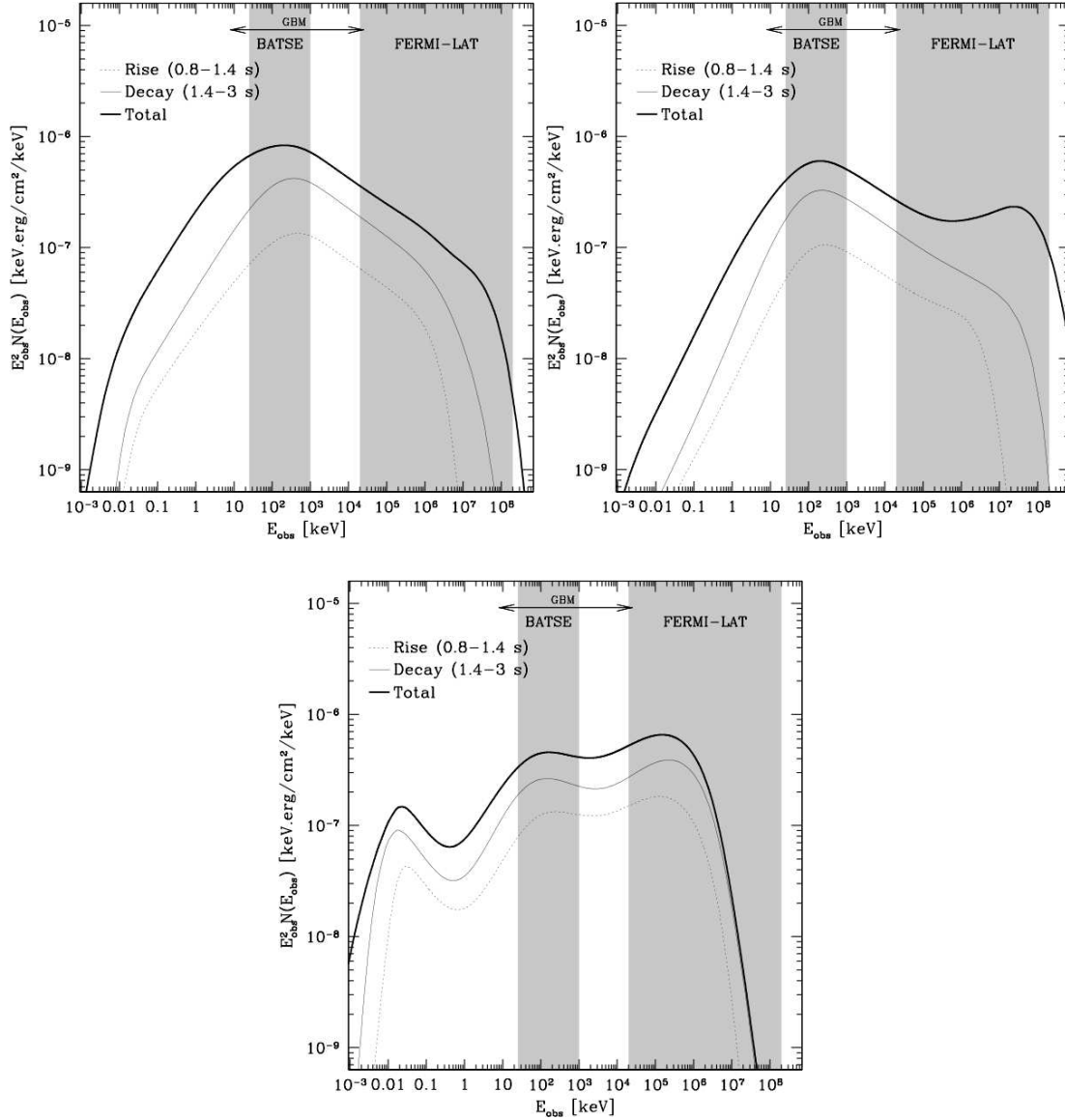


FIGURE 5.1 – Différents spectres d'émissions prompts correspondant à différentes combinaisons des paramètres du jet (fig. 14, 15 et 16 de [76]). Les gammes d'énergie de BATSE et du LAT sont grisées, celle du GBM est indiquée par une double flèche. **Gauche** : lorsque le champ magnétique est fort et le spectre des électrons dur, on ne voit que le prolongement de la bosse synchrotron dans le LAT. **Milieu** : lorsque le champ magnétique est plus faible, on voit le rayonnement Compton inverse dans le LAT. **Droite** : lorsque le champ magnétique est faible et le spectre des électrons plus mou, on voit deux bosses Compton inverse ; la première aux énergies de BATSE ou du GBM est due à la diffusion des électrons sur les photons synchrotron de basse énergie, la seconde aux énergies du LAT à la diffusion de ces électrons sur les photons inverse Compton de cette première bosse.

## 5.2 Effet du champ magnétique

### 5.2.1 Choix des modèles et méthode

Nous avons choisi de nous intéresser à deux cas présentés dans [76], par comparaison aux émissions promptes des sursauts observés dans le LAT, dans lesquels l'émission observée aux énergies du GBM est supposée provenir du rayonnement synchrotron. Dans le premier cas, le champ magnétique est fort et l'émission synchrotron domine sur toute la gamme d'énergie observée par *Fermi*, ce qui pourrait bien correspondre aux sursauts sans composante additionnelle. Dans le deuxième cas, l'émission Compton inverse du premier ordre domine aux énergies du LAT, ce qui correspondrait aux sursauts  $\gamma$  présentant une composante additionnelle. Dans chaque cas, la simulation est faite pour un profil simple de facteur de Lorentz comprenant un seul gradient, qui génère donc un unique pulse dans la courbe de lumière.

À partir de simulations réalisées par F. Daigne et Ž. Bošnjak, j'ai produit les données photons correspondantes pour les deux instruments. Les outils de simulation (`gtobssim` pour le LAT et un outil de simulation interne à la collaboration pour le GBM) utilisent des paramétrisations des IRF des instruments. La simulation des données GBM inclut un niveau de fond constant, la simulation LAT ne comprend pas de fond ici. Puis j'ai appliqué les sélections usuelles, aucune simulation des données LLE n'a été incluse pour des raisons techniques.

### 5.2.2 Statistique et profils temporels

Les modèles simulés ne correspondent visiblement pas aux sursauts les plus brillants observés par *Fermi*. Le modèle à fort (resp. faible) champ magnétique produit 7 (resp. 6) photons de classe **transient** au-dessus de 100 MeV dans le LAT, et est difficilement observé au-delà de 150 keV dans les détecteurs BGO. Ces faibles statistiques correspondent en fait à la majorité des sursauts vus par *Fermi*.

Afin de tester un peu les modèles par les analyses spectrales, j'ai multiplié par 10 les flux observés dans chaque cas. Cela ne correspond pas à des sursauts  $\gamma$  dix fois plus brillants, en effet l'énergie cinétique initiale influe sur les probabilités d'interactions et donc sur la forme des spectres. Donc cette démarche n'est pas très physique mais me permet de distinguer au moins les deux modèles présentés par des analyses spectrales incluant les données LAT. La statistique de photons disponibles pour les cas brillants est de 60 (resp. 47) photons de classe **transient** au-dessus de 100 MeV pour le modèle à fort (resp. faible) champ magnétique.

La figure 5.2 montre les courbes de lumière observées pour les deux modèles, et les deux réalisations que j'ai produites de chacun. Le pulse unique est reconnaissable aux énergies du GBM. Dans le cas à fort champ magnétique, l'émission synchrotron observée dans le GBM dure plus longtemps que dans le cas à faible champ. Dans ce deuxième cas, le retard de l'émission Compton n'est pas évidente d'après la courbe de lumière LAT, sauf à l'arrivée tardive quelques photons de haute énergie : 15 GeV à  $T_0 + 4$  s par exemple.



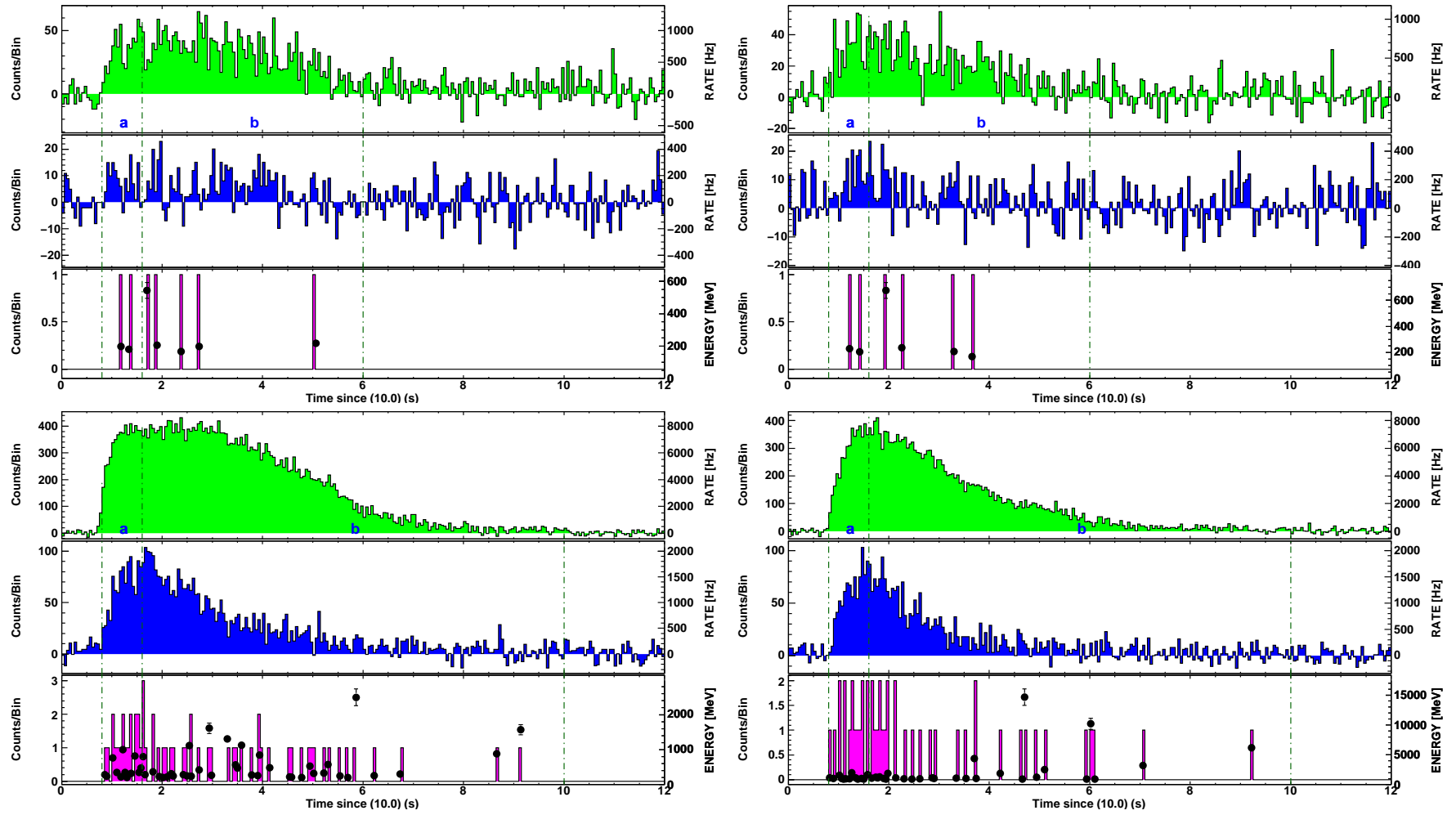


FIGURE 5.2 – Courbes de lumière multi-détecteurs des modèles simulés, de haut en bas : NaI (10 keV – 1 MeV), BGO (150 keV – 40 MeV), LAT transient ( $> 100$  MeV). **Gauche** : modèle à fort champ magnétique. **Droite** : modèle à faible champ. **Haut** : modèle initial. **Bas** : flux multipliés par 10.

### 5.2.3 Analyses spectrales

Les analyses suivantes visent à évaluer comment la reconstruction spectrale permet de différencier des modèles physiquement différents, et quelle part de l'espace des paramètres de la fonction mathématique utilisée ils occupent.

Dans chaque cas, la bosse principale observée aux énergies du GBM est modélisée par une fonction de Band [9] :

$$\frac{dN_{Band}}{dE} = A_{Band} \times \begin{cases} \left(\frac{E}{100}\right)^\alpha \exp\left(\frac{-E(2+\alpha)}{E_{peak}}\right) & \text{si } E < E_{break} = \frac{(\alpha-\beta)E_{peak}}{2+\alpha} \\ \left(\frac{(\alpha-\beta)E_{peak}}{100(2+\alpha)}\right)^{\alpha-\beta} \exp(\beta-\alpha) \left(\frac{E}{100}\right)^\beta & \text{si } E \geq E_{break} \end{cases}$$

Les paramètres ajustés sont :  $E_{peak}$  (keV), l'indice de basse énergie  $\alpha$ , l'indice de haute énergie  $\beta$ , et la normalisation  $A$  (ph.cm<sup>-2</sup>.s<sup>-1</sup>.keV<sup>-1</sup>). Dans le cas de faible champ magnétique, une composante de haute énergie a été ajoutée, avec une simple forme de loi de puissance :

$$\frac{dN_{PL}}{dE} = A_{PL} \left(\frac{E}{E_{piv}}\right)^{\gamma_{PL}}$$

où la normalisation  $A_{PL}$  (ph.cm<sup>-2</sup>.s<sup>-1</sup>.keV<sup>-1</sup>) et l'indice  $\gamma_{PL}$  sont ajustés, pour une énergie pivot  $E_{piv}$  fixée à 1 GeV, valeur supposée proche de l'énergie de décorrélacion de cette composante additionnelle. En effet, les énergies des photons produits sont trop basses pour observer dans ce spectre la partie descendante de la composante Compton inverse à très haute énergie.

Les observations issues des modèles initiaux permettent d'ajuster le spectre intégré seulement. Pour leurs versions artificiellement brillantes j'ai pu ajuster les spectres des parties montantes et descendantes du pulse de la courbe de lumière, afin d'observer l'évolution spectrale attendue selon le modèle.

Les fonctions choisies s'ajustent bien aux observations simulées, les résidus sont faibles (voir figures 5.3 et 5.4). L'ajout des données LAT aux données GBM permet de mieux contraindre l'indice de haute énergie  $\beta$  essentiellement (et le cas échéant les paramètres de la composante additionnelle), les deux autres paramètres de la fonction de Band étant très corrélés entre eux mais peu avec l'indice de haute énergie.

Dans le cas de fort champ magnétique, les spectres des phases montantes et descendantes du pulse sont bien différenciées, surtout aux variations de  $\alpha$  et  $E_{peak}$  (voir tab. 5.1 et fig. 5.5). L'atténuation exponentielle de haute énergie du spectre dans la phase montante n'a pas pu être mise en évidence ici (pas de convergence), sans doute du fait de la faible statistique disponible à ces hautes énergies pour ajuster ce paramètre supplémentaire. On remarque un désaccord entre la fonction de Band ajustée aux données et le spectre théorique, surtout au voisinage de  $E_{peak}$ . Une autre paramétrisation est proposée plus loin, qui pourrait mieux reproduire la courbure du spectre à ces énergies.

Dans le cas de faible champ magnétique, l'ajout d'une composante additionnelle améliore la qualité de l'ajustement dans le cas brillant, pour la phase descendante, mais pas de manière significative. Dans le modèle d'origine, la faible statistique disponible à haute énergie ne permet pas du tout de contraindre cette composante. L'évolution du spectre entre les deux phases est nettement visible, surtout aux variations de  $\alpha$  et  $E_{peak}$  (voir tab. 5.2 et fig. 5.6).

Les deux modèles, qui ne diffèrent que par l'intensité du champ magnétique, sont reconstruits avec des indices de haute énergie et des valeurs de  $E_{peak}$  semblables, et des

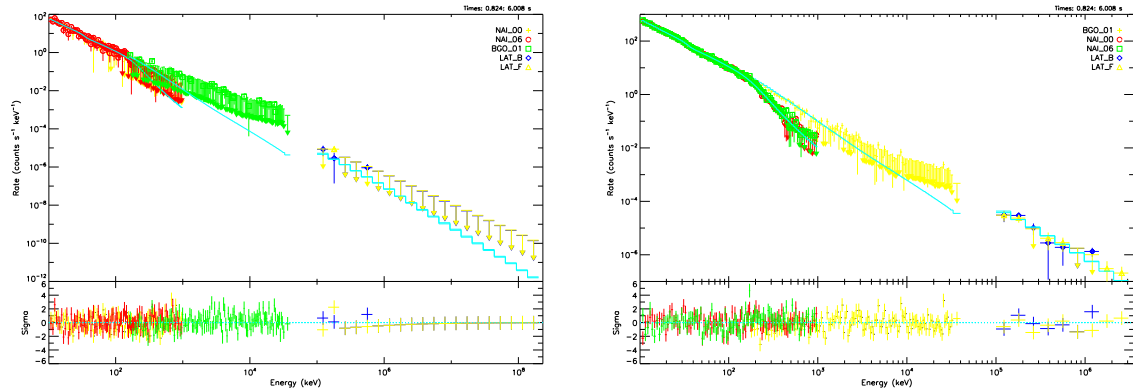


FIGURE 5.3 – Spectroscopie du modèle à fort champ magnétique : spectre en coups, modèle ajusté, et résidus. **Gauche** : modèle initial, spectre intégré. **Droite** : cas brillant, spectre intégré.

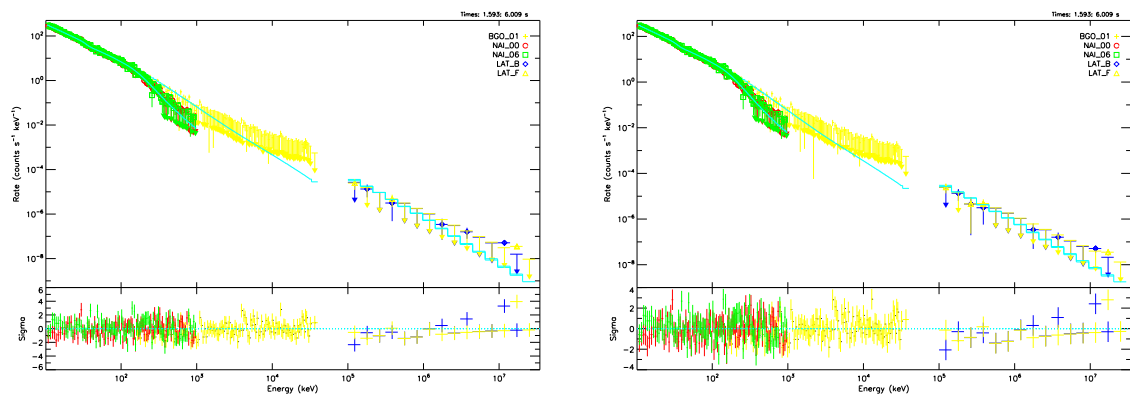


FIGURE 5.4 – Spectroscopie du modèle à faible champ magnétique, cas brillant : spectres en coups, modèles ajustés, et résidus. **Gauche** : ajustement par une fonction de Band seule de la phase descendante. **Droite** : ajustement par la somme d'une fonction de Band et d'une loi de puissance de la même phase.

Flux	Dates (s)	Données	$\alpha$	$\beta$	$E_{peak}$ (keV)
$\times 1$	0.8 – 6.	GBM	$-1.72 \pm 0.06$	$-1.90 \pm 0.07$	$210 \pm 180$
		GBM+LAT	$-1.68 \pm 0.04$	$-2.17 \pm 0.04$	$170 \pm 40$
$\times 10$	0.8 – 6.	GBM	$-1.71 \pm 0.01$	$-2.17 \pm 0.02$	$136 \pm 7$
		GBM+LAT	$-1.717 \pm 0.015$	$-2.183 \pm 0.017$	$145 \pm 15$
	0.8 – 1.6	GBM	$-1.54 \pm 0.02$	$-2.08 \pm 0.04$	$220 \pm 20$
		GBM+LAT	$-1.55^{+0.035}_{-0.025}$	$-2.095 \pm 0.035$	$255^{+60}_{-40}$
	1.6 – 6.	GBM	$-1.74 \pm 0.01$	$-2.21 \pm 0.03$	$114 \pm 6$
		GBM+LAT	$-1.745^{+0.025}_{-0.020}$	$-2.187 \pm 0.02$	$140^{+14}_{-11}$

TABLE 5.1 – Spectroscopie du modèle à fort champ magnétique, basée sur les données GBM seules ou GBM et LAT. La première partie du tableau donne les résultats pour le modèle initial, la seconde les résultats pour le cas brillant. Les incertitudes à 68% de confiance sont indiquées, les erreurs asymétriques sont indiquées uniquement pour la spectroscopie résolue en temps du cas brillant incluant les données LAT.

Flux	Dates (s)	Modèle	Données	$\alpha$	$\beta$	$E_{peak}$ (keV)	$\gamma_{PL}$	$N_{\sigma}$ (PL)
$\times 1$	0.8 – 6.	Band	GBM	$-1.3 \pm 0.4$	$-1.83 \pm 0.04$	$48 \pm 37$		
			GBM+LAT	$-1.53 \pm 0.14$	$-2.07 \pm 0.05$	$130 \pm 60$		
		Band+PL	GBM+LAT	$-1.6 \pm 0.5$	$-2.1 \pm 0.5$	$200 \pm 100$	$-2 \pm 3$	$<1.2$
$\times 10$	0.8 – 6.	Band	GBM	$-1.53 \pm 0.01$	$-2.19 \pm 0.03$	$140 \pm 6$		
			GBM+LAT	$-1.532^{+0.03}_{-0.025}$	$-2.145 \pm 0.02$	$140^{+14}_{-11}$		
		Band+PL	GBM	$-1.54 \pm 0.03$	$-2.7 \pm 0.6$	$129 \pm 16$	$-1.5 \pm 0.3$	$<1.2$
			GBM+LAT	$-1.53^{+0.04}_{-0.06}$	$-2.22^{+0.07}_{-0.15}$	$148 \pm 30$	$-1.6^{+0.8}_{-0.2}$	$<1.2$
	0.8 – 1.6	Band	GBM	$-1.37 \pm 0.02$	$-2.19 \pm 0.06$	$179 \pm 13$		
			GBM+LAT	$-1.38^{+0.13}_{-0.04}$	$-2.10 \pm 0.09$	$198^{+30}_{-70}$		
		Band+PL	GBM	$-1.37 \pm 0.04$	$-2.1 \pm 0.2$	$180 \pm 20$	$-0.9 \pm 1$	$<2.2$
			GBM+LAT	$-1.3 \pm 0.2$	$-2.2 \pm 0.1$	$200 \pm 28$	$-1.95 \pm 0.2$	$<1.2$
	1.6 – 6.	Band	GBM	$-1.57 \pm 0.02$	$-2.19 \pm 0.03$	$124 \pm 7$		
			GBM+LAT	$-1.56^{+0.02}_{-0.025}$	$-2.13^{+0.03}_{-0.025}$	$118^{+20}_{-12}$		
		Band+PL	GBM	$-1.59 \pm 0.03$	$-3 \pm 1$	$113 \pm 25$	$-1.5 \pm 0.3$	$<2.2$
			GBM+LAT	$-1.48 \pm 0.18$	$-2.3^{+0.15}_{-0.25}$	$130^{+45}_{-15}$	$-1.96 \pm 0.09$	$<1.2$

TABLE 5.2 – Spectroscopie du modèle à faible champ magnétique. La partie haute indique les résultats de l’analyse spectrale du modèle initial, les 3 parties basses ceux de l’analyse du cas brillant.

indices de basse énergie différents. En plus de l’apparition ou non d’une composante additionnelle (diffusion Compton), l’intensité du champ magnétique dans ce modèle est liée à la valeur de l’indice de basse énergie : le spectre à basse énergie est donc d’autant plus mou que le champ magnétique est fort. Dans le cas présent, la fraction d’énergie injectée dans le champ magnétique passe de 1% à 1/3, et l’indice  $\alpha$  varie de 0,15. Cette variation est bien supérieure aux incertitudes sur l’indice mesuré de basse énergie, dans les cas présentés ici comme dans la plupart des cas réels, il semble donc possible de distinguer des régimes de champs magnétiques différents. Une différence subsiste pourtant par rapport aux sursauts observés par *Fermi* : les indices de basse énergie mesurés (dans la même gamme d’énergie) sont plus durs que ceux produits ici par une composante synchrotron (voir par exemple fig. 5.11).

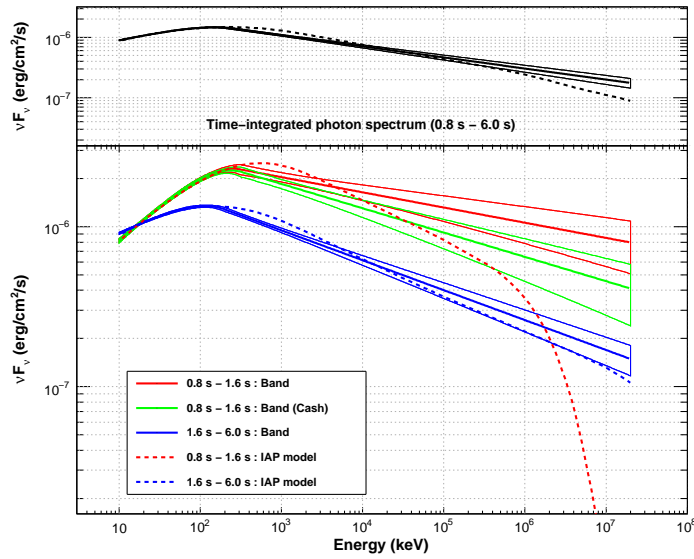


FIGURE 5.5 – Spectroscopie du modèle à fort champ magnétique : contours de confiance à 68% issus de l'ajustement spectral (contours en traits continus), comparés au modèle théorique initial (pointillés). **Haut** : spectre intégré. **Bas** : phases montante et descendante.

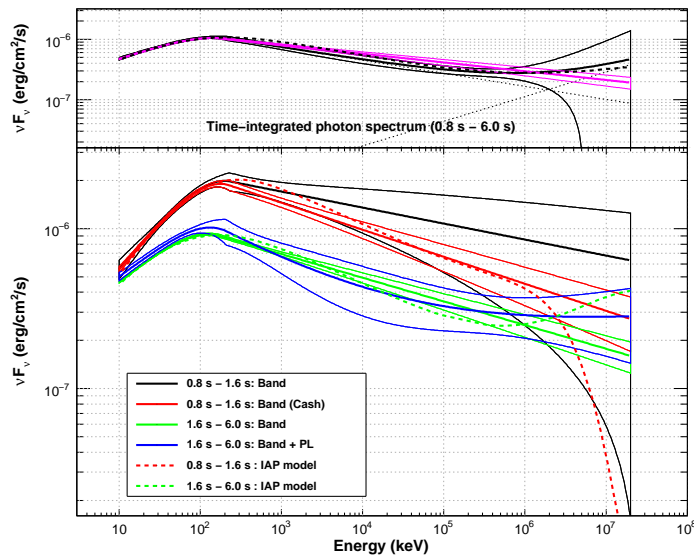


FIGURE 5.6 – Spectroscopie du modèle à faible champ magnétique : contours de confiance à 68% issus de l'ajustement spectral (contours en traits continus), comparés au modèle théorique initial (pointillés). **Haut** : spectre intégré. **Bas** : phases montante et descendante.

### 5.2.4 Paramétrisation alternative de la forme du spectre synchrotron

La fonction alternative choisie (SBPL pour « Smoothly Broken Power-Law ») est une loi de puissance brisée dont la cassure est atténuée, qui consiste en fait en un cosinus hyperbolique en espace logarithmique :

$$\frac{dN_{SBPL}}{dE} = A_{SBPL} \left( \frac{E}{E_{piv}} \right)^b 10^{(\beta - \beta_{piv})}$$

où :

- $b = (\lambda_h - \lambda_\ell)/2$
- $m = (\lambda_h + \lambda_\ell)/2$
- $\beta(\text{resp. } \beta_{piv}) = m\Delta \ln(\cosh(\alpha(\text{resp. } \alpha_{piv})))$
- $\alpha(\text{resp. } \alpha_{piv}) = \log_{10}(E(\text{resp. } E_{piv})/E_b)/\Delta$
- $A_{SBPL}$  est l'amplitude ( $\text{ph.s}^{-1}.\text{cm}^{-2}.\text{keV}^{-1}$ )
- $E_{piv}$  est une énergie pivot fixée (keV)
- $\lambda_\ell, \lambda_h$  sont les indices de basse et haute énergie
- $E_b$  est l'énergie de la cassure (keV)
- $\Delta$  mesure la largeur en décades, adimensionnée, de la cassure atténuée

Les paramètres ajustables sont les indices  $\lambda_\ell$  et  $\lambda_h$ , l'énergie de cassure  $E_b$ , la largeur  $\Delta$  et l'amplitude  $A_{SBPL}$ . Loin au-dessous (resp. au-dessus) de l'énergie de cassure, cette fonction est équivalente à une loi de puissance d'indice  $\lambda_\ell$  (resp.  $\lambda_h$ ). La différence par rapport à la fonction de Band est que la largeur de la cassure (arrondie) est ajustable.

Dans un premier temps, j'ai estimé des valeurs des paramètres de la fonction SBPL permettant de bien reproduire les modèles théoriques à fort et faible champ en ajustant celui-ci à l'oeil (voir fig. 5.7). Cette fonction semble pouvoir mieux reproduire la courbure du spectre théorique qu'une fonction de Band, en donnant à la largeur  $\Delta$  une valeur assez grande, proche de 2. La valeur par défaut fixée dans `RMfit` est de 0,3, valeur moyenne de ce paramètre pour les ajustements spectraux réalisés sur les observations de BATSE.

Dans un second temps, l'ajustement des observations simulées par une fonction SBPL a donné un résultat déroutant : les valeurs de paramètres ajustés correspondent à une forme similaire à celle de la fonction de Band ajustée plus tôt, et visiblement éloignée du spectre théorique (voir fig. 5.8). Le problème pourrait venir soit de la simulation, soit de l'outil de reconstruction, des vérifications supplémentaires sont nécessaires à ce stade.

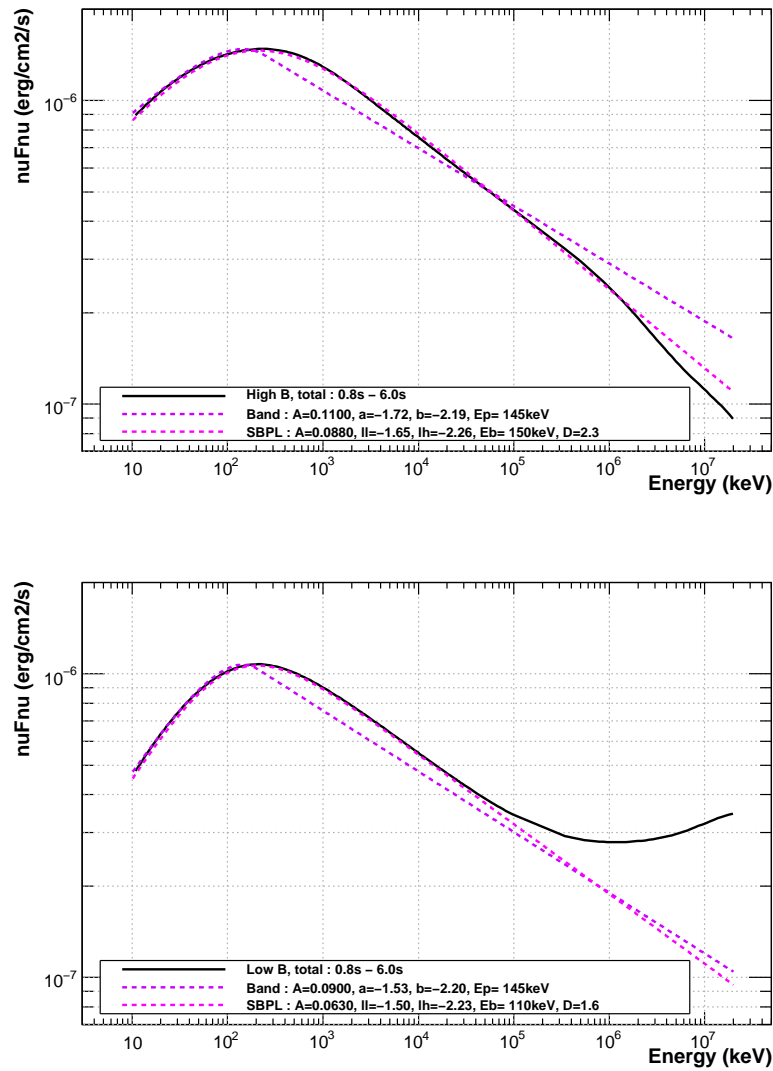


FIGURE 5.7 – Spectre de puissance du modèle théorique (traits continus noirs), fonction SBPL reproduisant bien le modèle théorique autour de  $E_{peak}$  (tirets roses), ajustements obtenus précédemment par une fonction de Band (tirets violets). Les valeurs des paramètres des fonctions tracées sont indiquées. **Gauche** : spectre intégré du modèle à fort champ magnétique. **Droite** : spectre intégré du modèle à faible champ magnétique.

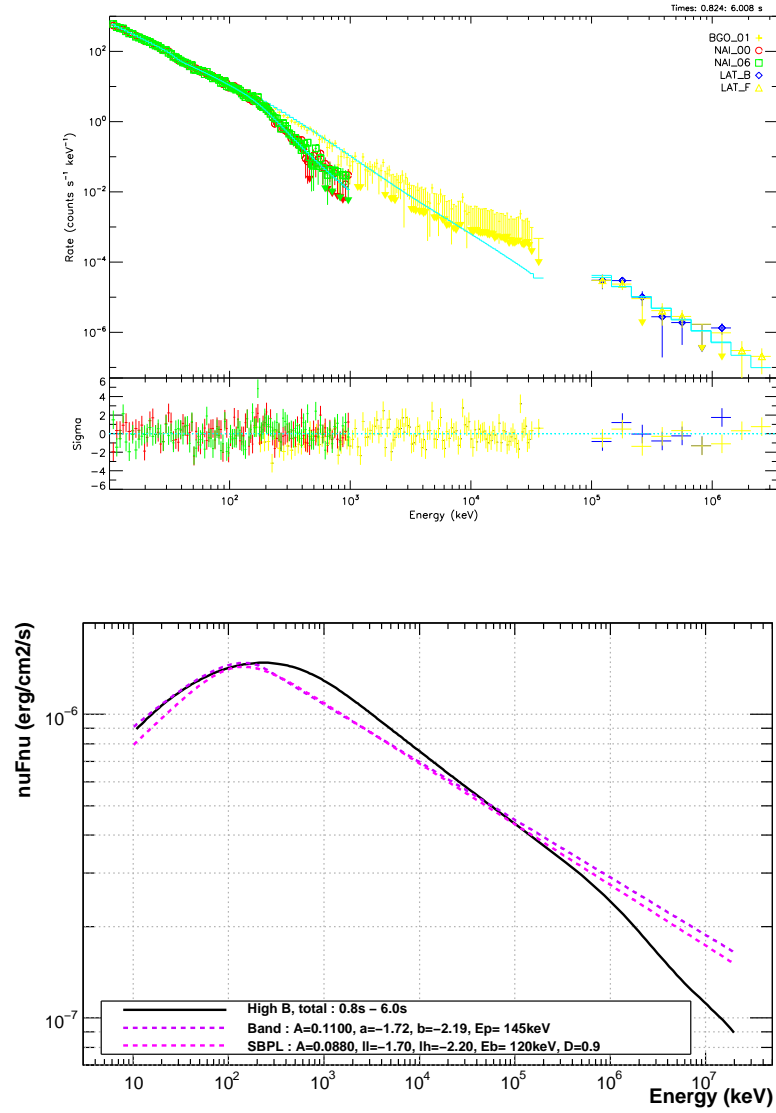


FIGURE 5.8 – Spectre intégré du modèle à fort champ magnétique, cas brillant. **Gauche** : spectre en coups ajusté par une fonction SBPL, et résidus. **Droite** : résultat de cet ajustement (tirets roses), comparé à l'ajustement précédent par une fonction de Band (tirets violets), et au modèle (trait continu noir). Les valeurs des paramètres des deux fonctions sont indiquées.



Intervalle	Données	Modèle	$A_{Band}$ (ph.cm <sup>-2</sup> .s <sup>-1</sup> .keV <sup>-1</sup> )	$E_{peak}$ (keV)	$\alpha$	$\beta$
a1	GBM	Band	0.035 ± 0.005	334 ± 45	-0.43 ± 0.10	-2.23 ± 0.25
		Compt	0.035 ± 0.003	395 ± 39	-0.51 ± 0.08	
		Band	0.035 ± 0.003	397 ± 48	-0.52 ± 0.08	-3.3 ± 2
a2	GBM	Band	0.048 ± 0.002	626 ± 61	-0.61 ± 0.05	-2.21 ± 0.13
		Compt	0.048 ± 0.002	806 ± 66	-0.69 ± 0.04	
		Band	0.044 ± 0.002	756 ± 69	-0.67 ± 0.04	-2.7 ± 0.4
a3	GBM	Band	0.054 ± 0.003	487 ± 42	-0.66 ± 0.04	-2.72 ± 0.46
		Compt	0.052 ± 0.002	524 ± 38	-0.69 ± 0.04	
		Band	0.053 ± 0.003	514 ± 44	-0.69 ± 0.04	-3.0 ± 0.8
a4	GBM	Band	0.055 ± 0.005	424 ± 54	-0.52 ± 0.08	-2.09 ± 0.14
		Compt	0.050 ± 0.003	519 ± 48	-0.59 ± 0.06	
		Band	0.052 ± 0.004	460 ± 52	-0.55 ± 0.07	-2.29 ± 0.09

TABLE 5.3 – Spectroscopie de l'intervalle « a » de l'émission prompt de GRB 080916C.

### 5.3 Nouvelle analyse de GRB 080916C

Nous nous sommes intéressés à l'évolution du spectre durant le premier intervalle de l'émission prompt de GRB 080916C, avant que l'essentiel de l'émission de haute énergie ne soit visible dans le LAT. En effet, une structure est visible dans cette intervalle d'après la courbe de lumière observée dans le GBM, et les modèles d'émission prompt issue de chocs internes prévoient une forte variabilité temporelle des spectres. Ce cas est notamment semblable au cas de fort champ magnétique de l'étude précédente, sans composante spectrale additionnelle. On se demande si l'apparition progressive de l'émission de haute énergie est visible dans ce premier intervalle de GRB 080916C, comme elle l'est dans le modèle.

Les données d'observations du GBM et du LAT (photons **transient** de plus de 100 MeV) ont été utilisées pour cette étude. L'intervalle « a » (tel que défini dans l'analyse publiée de ce sursaut [61]) a été découpé en 4 intervalles plus courts d'après la courbe de lumière observée à basse énergie dans le NaI (voir fig. 5.9) : a1 (0 – 1 s), a2 (1 – 2 s), a3 (2 – 3 s), a4 (3 – 3,56 s).

Dans chaque intervalle, plusieurs ajustements spectraux ont été réalisés, dont les résultats sont résumés dans le tableau 5.3. Les deux modèles utilisés ici sont la fonction de Band, et le modèle de spectre comptonisé. Ce dernier est en fait une loi de puissance atténuée exponentiellement, équivalent à une fonction de Band d'indice  $\beta$  infini. Les fonctions utilisées s'ajustent bien aux données en général (voir par exemple fig. 5.10). Le modèle de spectre comptonisé reproduit bien les observations du GBM seul, mais pas celles combinant les données GBM et LAT. On constate que l'ajustement d'un spectre comptonisé sur les données GBM seules et d'une fonction de Band sur les données GBM et LAT mène à des valeurs semblables de  $\alpha$ ,  $E_{peak}$  et de l'amplitude. L'ajustement d'une fonction de Band sur les données GBM seules mène à décaler  $E_{peak}$  vers les plus basses énergies, ainsi  $\alpha$  et  $\beta$  sont aussi plus durs. Ceci est dû à la forme arrondie du spectre au voisinage de  $E_{peak}$ .

Au cours de cet intervalle de temps, on voit que l'indice de haute énergie  $\beta$  varie peu.  $E_{peak}$  montre un maximum dans l'intervalle « a2 », mais la position de ce maximum reste difficile à déterminer, et  $E_{peak}$  et  $\alpha$  sont fortement corrélés. L'indice de basse énergie  $\alpha$  semble suivre l'évolution de l'amplitude du spectre.

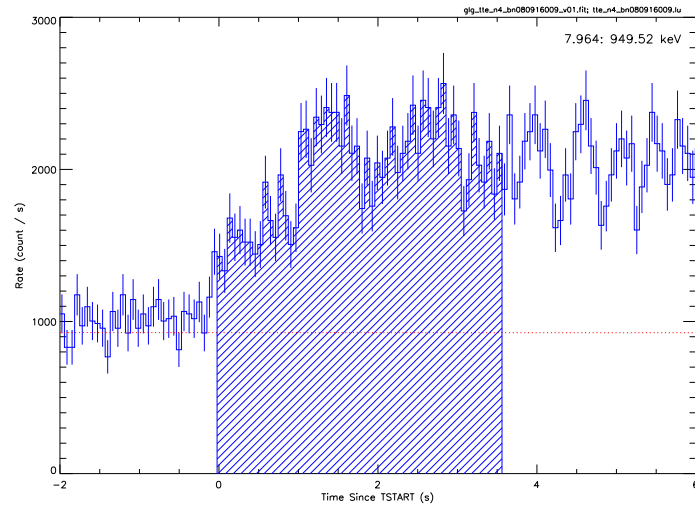


FIGURE 5.9 – Courbe de lumière de GRB 080916C dans un détecteur NaI (8 keV – 1 MeV), l'intervalle « a », étudié ici, est hachuré.

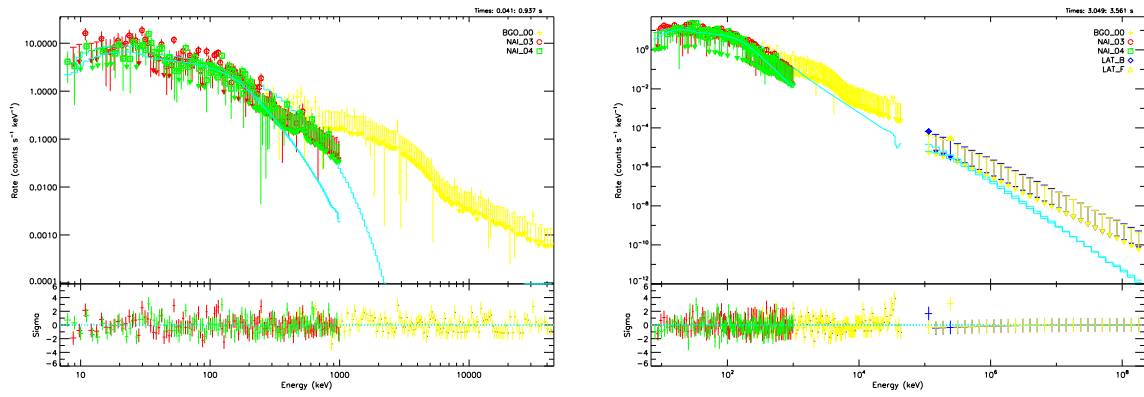


FIGURE 5.10 – Spectroscopie de l'émission prompt de GRB 080916C : spectre en coups, modèle ajusté et résidus. **Gauche** : intervalle « a1 », données GBM ajustées par une fonction de spectre Comptonisé. **Droite** : intervalle « a4 », données GBM et LAT ajustées par une fonction de Band.

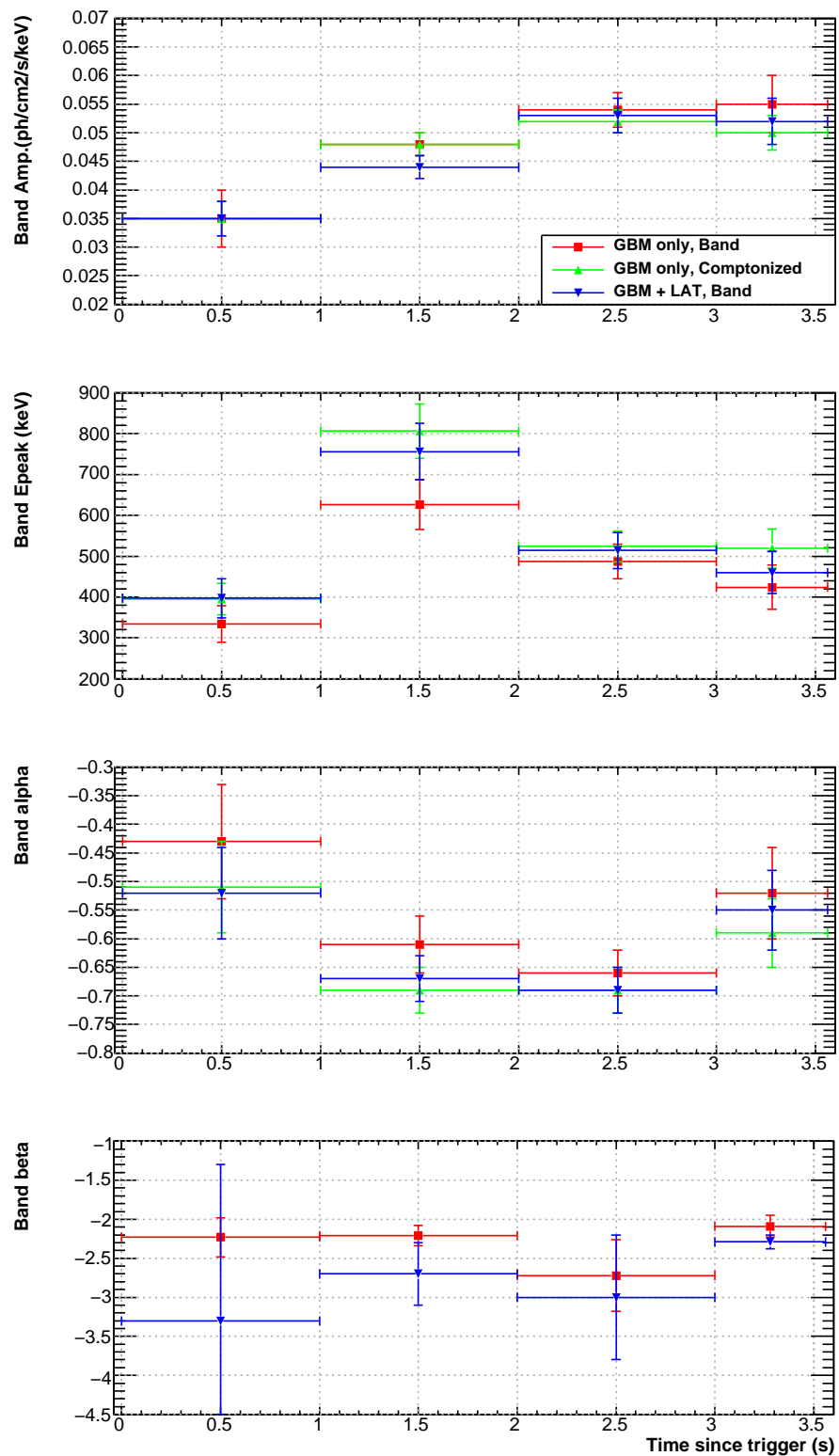


FIGURE 5.11 – Spectroscopie de l'intervalle « a » de l'émission prompt de GRB 080916C : évolution des paramètres spectraux. Les valeurs issues de l'ajustement d'une fonction de Band sur les données GBM seules sont indiquées par des carrés rouges, celles issues de l'ajustement d'un spectre Comptonisé par des triangles verts pointe en haut. L'ajustement d'une fonction de Band sur les données GBM et LAT donne les valeurs indiquées par des triangles bleus pointe en bas.

## Conclusion

L'étude de la sensibilité des instruments de *Fermi* aux paramètres physiques du modèle, abordée dans ce chapitre, est à poursuivre. Une étude technique est ici nécessaire, impliquant des connaissances et des analyses des données et des outils GBM plutôt que des données LAT, notamment pour reproduire plus fidèlement la forme du spectre synchrotron théorique au voisinage de son maximum. Parmi les relations (complexes) entre les paramètres physiques (du modèle) et mathématiques (des fonctions utilisées dans les ajustements), deux semblent pouvoir être exploitées efficacement : la relation entre le champ magnétique et l'indice de basse énergie (présentée ici), et celle entre le spectre des électrons et l'indice de haute énergie (non présentée). Enfin, l'étude présentée permet de déterminer les valeurs typiques de ces indices. En particulier, les valeurs de l'indice de basse énergie  $\alpha$  dépendent fortement de la gamme d'énergie dans laquelle il est défini.

Les cas étudiés présentent des caractéristiques observées dans les émissions promptes de sursauts  $\gamma$ , vues par *Fermi*, comme l'arrivée retardée de photons de haute énergie. La variabilité spectrale observée dans les émissions promptes de sursauts  $\gamma$  est une conséquence naturelle du mécanisme des chocs internes. Certaines caractéristiques des spectres observés restent inexplicables dans le cadre de ce modèle. D'abord, l'indice de basse énergie  $\alpha$  est bien plus dur dans les observations que ce que le modèle prédit pour une émission synchrotron. Plusieurs possibilités sont à l'étude qui pourraient contribuer à rendre apparemment plus dure cette partie du spectre. Une première piste consiste à tenir compte de processus de diffusion Compton, et éventuellement aussi des pertes adiabatiques importantes en plus de pertes radiatives, qui atténuent les basses énergies du spectre (domaine du keV) et rendent le spectre plus dur dans ce domaine [70]. L'ajout d'une composante thermique de basse énergie, ayant son maximum à plus basse énergie que celui de la composante synchrotron (voir par exemple [64]), pourrait aussi rendre le spectre de basse énergie plus dur. Ensuite, les composantes spectrales additionnelles observées sur les sursauts LAT, au spectre dur ( $\gamma_{PL} \simeq -1,6$ ) et dominant l'émission à quelques keV, ne sont pas reproduites encore. Des développements de ce modèle sont encore possibles, et l'espace de ses paramètres physique n'a pas encore été totalement exploré.



# Chapitre 6

## Utilisation d'une sélection relâchée des données du LAT pour l'étude de l'émission prompte

---

<b>6.1</b>	<b>Motivation</b>	<b>110</b>
<b>6.2</b>	<b>Définitions</b>	<b>110</b>
6.2.1	Présentation de la méthode	110
6.2.2	Choix de la sélection et efficacité	112
6.2.3	Estimateur d'énergie	117
<b>6.3</b>	<b>Étude de la PSF</b>	<b>121</b>
6.3.1	Principe de la mesure	121
6.3.2	Première validation d'après l'observation de sursauts $\gamma$	121
6.3.3	Deuxième validation d'après les observations de Vela	122
<b>6.4</b>	<b>Erreurs systématiques pour l'analyse spectrale</b>	<b>128</b>
6.4.1	Efficacités des sélections successives	128
6.4.2	Construction de la matrice de réponse	131
<b>6.5</b>	<b>Étude des sursauts <math>\gamma</math></b>	<b>132</b>
6.5.1	Courbes de lumière de sursauts $\gamma$	132
6.5.2	Analyses spectrales	134
6.5.3	Sources à grande inclinaison	140

---

L'analyse usuelle des sursauts  $\gamma$  n'utilise pas les événements de classe **transient** d'énergies inférieures à 100 MeV. En effet à ces énergies, la surface efficace de détection du LAT est faible pour les classes standard, et la modélisation du fond pour la classe **transient** n'est pas maîtrisée. Ainsi la plage d'énergie comprise entre 40 MeV et 100 MeV n'est pas couverte.

L'analyse alternative présentée dans ce chapitre est basée sur une sélection relâchée d'événements (appelée LLE pour « LAT Low-Energy »). L'objectif est d'utiliser le signal des émissions promptes des sursauts  $\gamma$  au-dessous de 100MeV dans le LAT dans leurs analyses spectrales. Les détails de cette sélection sont présentés, l'étude des réponses instrumentales est ensuite détaillée, ainsi que celle des erreurs systématiques pour la reconstruction spectrale. Des réanalyses des sursauts détectés par le LAT sont en cours.

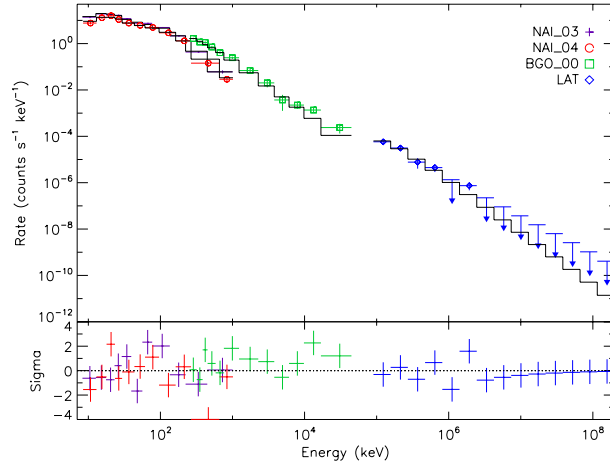


FIGURE 6.1 – spectre en coups et résidus de l’intervalle b de l’émission prompte de GRB 080916C (pic principal vu aussi bien dans le GBM et dans le LAT).

## 6.1 Motivation

L’objectif de la sélection alternative présentée dans ce chapitre est de retrouver l’émission jusque-là ignorée dans le LAT (voir fig. 6.1) au-dessous de 100 MeV, et ainsi faire le lien avec le GBM. Les perspectives sont variées : meilleure analyse des sursauts brillants (contrainte des composantes additionnelles et coupures éventuelles, voir par exemple fig. 4.8 page 82, intervalles b et c de GRB 090926A), observation de l’émission au-delà de 40 MeV des sursauts faibles ou aux spectres mous (intervalle a de GRB 090926A par exemple).

## 6.2 Définitions

### 6.2.1 Présentation de la méthode

Afin de recouvrer le signal de basse énergie dans le LAT, on applique aux données brutes des sélections très relâchées, consistant à garder tous les événements sélectionnés par le filtre « photon » à bord, et pour lesquels une information de mesure d’énergie est disponible (voir détails dans le paragraphe suivant).

La contamination par le fond chargé est importante, ces données ne peuvent donc pas être utilisées dans des analyses où les événements sont considérés individuellement (voir chapitres 4 et 7). On observe un niveau de fond important dépendant des conditions d’observations, et ce qui se trouve au-dessus en coïncidence avec l’émission d’une source transitoire détectée par ailleurs est considéré comme une émission de photons de cette source, ces données seront échantillonnées en énergie pour être analysées. On détermine d’abord des intervalles temporels « ON » (contenant le signal) et « OFF ». Le flux de fond est ajusté dans l’intervalle « OFF », comme une fonction polynômiale du temps dans chaque intervalle d’énergie mesurée, ce qui permet d’estimer le spectre du fond dans l’intervalle « ON » par extrapolation (fig. 6.2). C’est la méthode utilisée en général par les détecteurs de sursauts  $\gamma$  à haut niveau de fond, comme par exemple le GBM.

Les ajustements spectraux sont effectués selon la méthode « forward-folding » (voir chapitre 4), en faisant intervenir la réponse instrumentale sous forme d’une matrice (voir

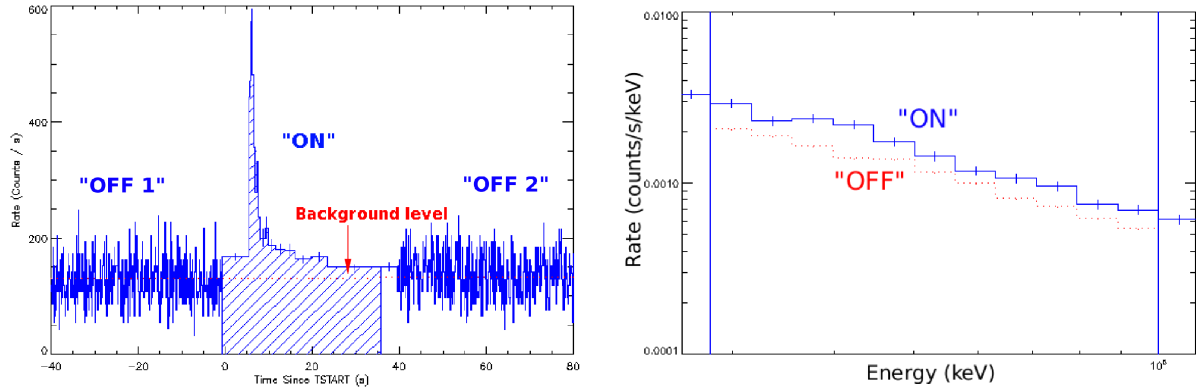


FIGURE 6.2 – **Gauche** : courbe de lumière de GRB 080916C dans les sélections relâchées de données LAT. Les intervalles « ON » (hachures) et « OFF » sont indiqués, ainsi que le niveau de fond (pointillé rouge). **Droite** : spectre moyen dans l'intervalle « ON » (ligne continue bleue) et de l'extrapolation du niveau de fond dans cet intervalle (pointillé rouge). L'analyse de ce spectre est restreinte à l'intervalle 30 – 100 MeV, cette sélection est indiqués par les lignes verticales [78].

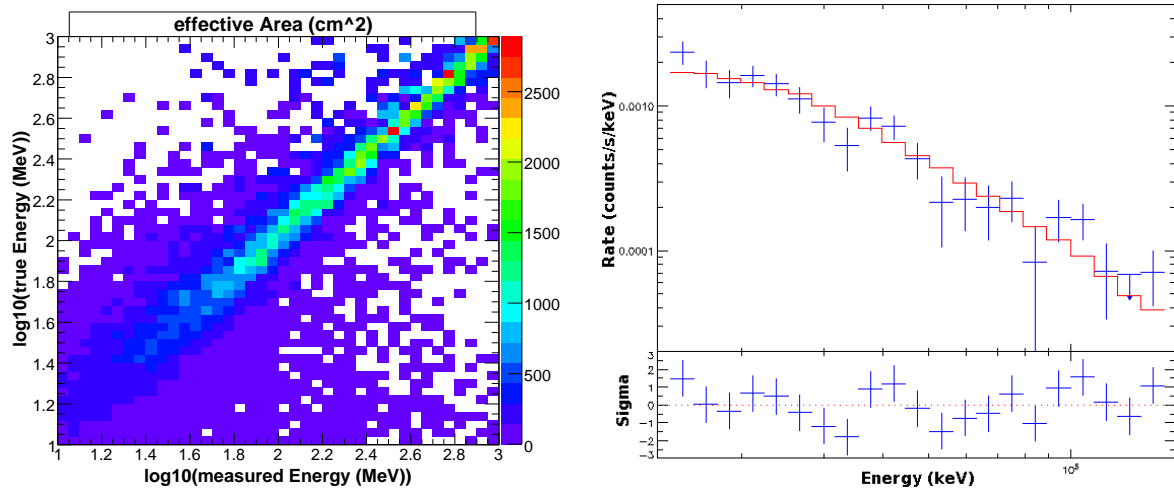


FIGURE 6.3 – **Gauche** : matrice de réponse générée pour l'analyse de GRB 080916C. **Droite** : ajustement spectral de l'émission entre 30 et 100 MeV, par une loi de puissance.



Variable	Définition
<code>FswGamStatus</code>	Probabilité d’être un photon, d’après le filtre à bord
<code>TkrNumTracks</code>	Nombre de traces reconstruites
<code>GltGemEngine</code>	Condition remplie, de la logique de déclenchement à bord
<code>TkrNumHits</code>	Nombre d’impacts dans le trajectographe
<code>CalTrSizeTkrT100</code>	Dimension transverse de la gerbe développée dans le calorimètre
<code>McEnergy</code>	Énergie vraie (Monte-Carlo) des événements simulés
<code>EvtEnergyCorr</code>	Mesure d’énergie « simple », estimée pour tous les événements
<code>CTBBestEnergy</code>	Estimateur d’énergie renseigné après les coupures de qualité usuelles

TABLE 6.1 – Définitions de quelques variables, renseignées pour chaque événement, utilisées dans ce chapitre. La partie haute regroupe les critères conservés dans la définition, la partie du milieu ceux qui ne l’ont pas été. La partie basse rappelle les variables d’énergie utilisées ici.

fig. 6.3 (droite)). En pratique pour les analyse présentées dans ce chapitre l’outil `RMfit` est utilisé pour les analyses combinant ces données à des données GBM et/ou à des données LAT issues de sélections usuelles, et dès qu’un ajustement du niveau de fond en fonction du temps est requis. L’outil `XSPEC` a été utilisé dans certains cas d’analyses de simulations ne comprenant pas de fond.

La réponse instrumentale est calculée à partir de la simulation d’une source ponctuelle très puissante, vue dans les mêmes conditions d’observation que le spectre à analyser. L’outil utilisé ici est `gleam`. La réponse se présente sous la forme d’une matrice qui représente la convolution de l’efficacité de détection et la fonction de redistribution de l’énergie. Ses dimensions sont l’énergie mesurée et l’énergie vraie, et chaque terme est homogène à une surface (voir fig. 6.3 (gauche)).

## 6.2.2 Choix de la sélection et efficacité

La sélection effectuée doit permettre de conserver tous les événements issus du filtre « photon » à bord utilisables pour l’analyse spectrale décrite au paragraphe précédent. En effet, l’analyse alternative présentée ici est une variation de l’analyse au sol et vise entre autres à améliorer l’étude de sursauts  $\gamma$  déjà observés par le LAT. Des améliorations plus poussées incluant des modifications des filtres à bord verront sans doute le jour plus tard, mais ce n’est pas l’objet de cette étude.

Les conditions de base de la sélection relâchée sont donc : `FswGamStatus`>0 et `TkrNumTracks`>0, le premier terme indiquant la sélection du filtre à bord, le second que chaque événement conservé doit laisser au moins une trace restructible dans le TKR. Pour l’étude d’événements de basse énergie dont la plupart n’atteignent pas le calorimètre, il semble raisonnable de se reposer sur le trajectographe pour la mesure d’énergie.

Voici plusieurs tentatives visant à améliorer cette sélection, en réduisant un peu la contamination du fond de particules chargées tout en conservant un maximum de photons. Plusieurs variables du fichier `merit` sont citées dans le texte, leurs définitions sont regroupées dans le tableau 6.1.

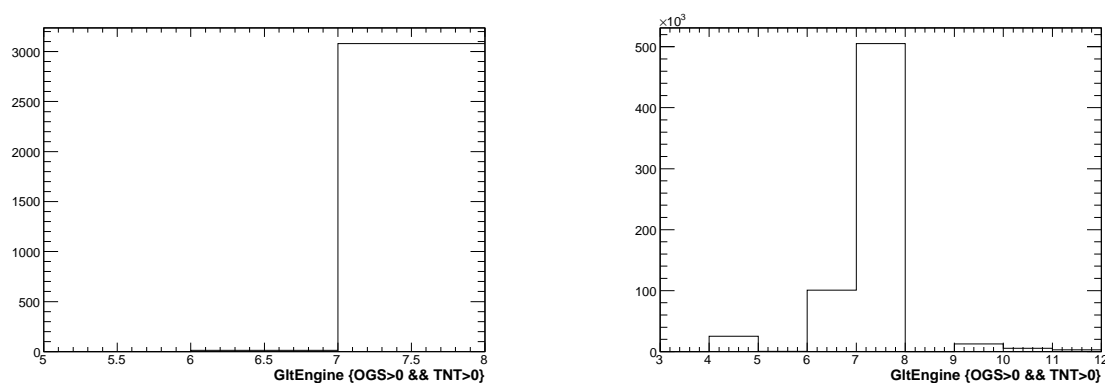


FIGURE 6.4 – Distributions de deux populations d’événements selon les conditions de déclenchement remplies par ceux-ci. **Gauche** : photons simulés. **Droite** : données réelles.

### Logique de déclenchement à bord

Une première piste explorée est celle des conditions de la logique de déclenchement à bord. En effet, le filtre « photon » n’en est pas une simple combinaison et il semble possible de poser un critère supplémentaire ici.

La figure 6.4 montre des distributions de conditions (« trigger engines » définis dans le tab. 2.1 p. 35) remplies par des photons simulés d’une part, et par des événements réels (photons et autres mélangés) d’autre part, de toutes énergies et remplissant les critères de base définis ci-dessus. La comparaison de ces deux distributions amène à poser la condition supplémentaire : `GltGemEngine = 6` ou `7`. La majorité de ces événements (`GltGemEngine=7`) atteignent le trajectographe sans activer le veto de l’ACD et déposent peu ou pas d’énergie dans le calorimètre (condition « CAL LO »). Les autres (`GltGemEngine=6`) sont des événements très énergétiques (ils remplissent la condition « CAL HI »), qui ne sont pas nécessairement des photons. Ils sont peu nombreux et ne peuvent pas être triés à l’aide des seules conditions logiques. Parmi les observations, les événements remplissant les conditions 4, 9 ou 10 activent l’ACD (en mode veto), donc ne sont pas intéressants ici.

Le critère : `GltGemEngine = 6` ou `GltGemEngine = 7` est donc ajouté à la définition de la sélection relâchée. Il n’élimine pas beaucoup d’événements, ce qui confirme, si c’était nécessaire, que le filtre « photon » à bord a été bien conçu.

### Nombre d’impacts dans le TKR

Il peut sembler excessif d’exiger la présence d’au moins une trace reconstruite pour chaque événement, puisque la mesure d’énergie déposée dans le trajectographe consiste typiquement à comptabiliser les impacts laissés par les secondaires de l’événement incident. Un critère alternatif pourrait donc consister à imposer un seuil sur le nombre d’impacts occasionnés par une particule incidente, afin d’assurer une estimation fiable de l’énergie déposée et d’éviter de considérer trop de particules chargées de basse énergie (domaine X ici).

La figure 6.5 présente des distributions de nombres d’impacts dans le trajectographe (`TkrNumHits`), issues de simulations (photons) ou d’observations. On observe que les photons simulés d’énergie non-nulle génèrent en majorité de l’ordre de 40 impacts dans le

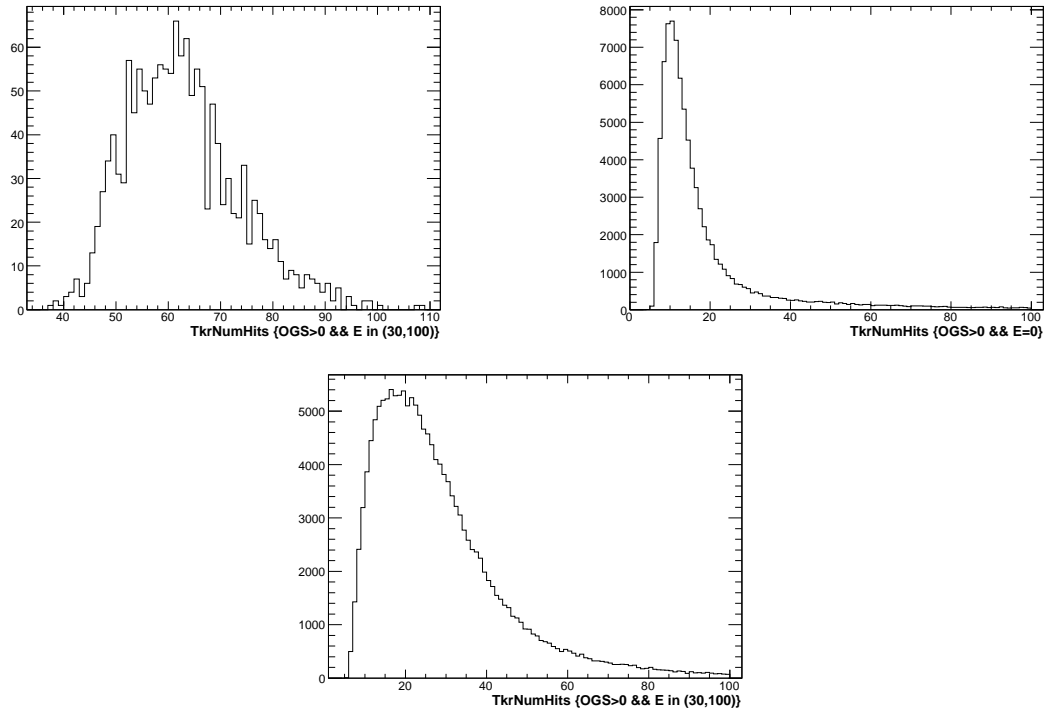


FIGURE 6.5 – Distributions de nombre d'impacts dans le trajectographe pour différentes populations d'événements. **Gauche** : photons simulés d'énergie mesurée comprise entre 30 et 100 MeV. **Milieu** : observations, événements d'énergie mesurée nulle. **Droite** : observations, événements d'énergie mesurée comprise entre 30 et 100 MeV. L'estimateur d'énergie est décrit au § 6.2.3.

trajectographe, et au minimum 20. Ainsi un seuil de 20 impacts semble raisonnable. De plus, la majorité des événements observés d'énergie nulle (voir la définition de l'estimateur choisi § 6.2.3) génèrent moins de 20 impacts. Cependant la queue de cette distribution s'étend assez loin, et cette distribution est assez similaire à celle des événements d'énergie non-nulle. Il ne semble donc pas possible de différencier ces deux populations d'événements grâce à cette seule variable.

On peut donc essayer de combiner les critères de base : `FswGamStatus>0` et `TkrNumTracks>0` et (`GltGemEngine=6` ou `GltGemEngine=7`) à une borne inférieure sur le nombre d'impacts : `TkrNumHits>20` ou `40`. La figure 6.6 montre que de telles combinaisons sur l'observation de GRB 080916C éliminent autant de signal que de fond. Aucun critère basé sur le nombre d'impacts dans le trajectographe n'a donc été ajouté.

## Dimension transverse de la gerbe reconstruite dans le calorimètre

Les interactions hadroniques sont connues pour produire des gerbes de plus grande extension latérale que les interactions électromagnétiques. Ceci fournit en principe un critère pour reconnaître des protons et ions, à des énergies suffisantes pour que ces gerbes se développent dans le calorimètre (au-delà du GeV). La séparation entre les deux populations apparaît d'autant plus clairement que leur énergie est élevée, ceci dépend aussi de la sélection. La figure 6.7 montre la distribution d'une variable de mesure de la largeur de la

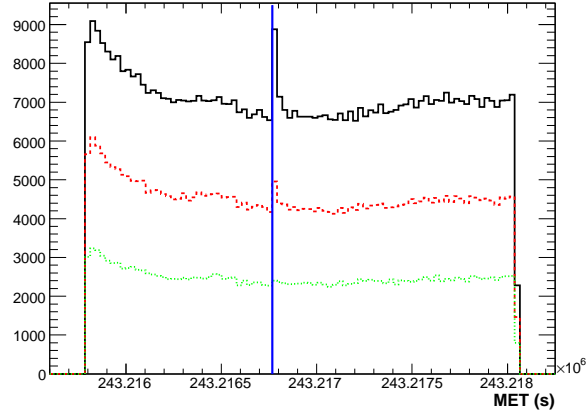


FIGURE 6.6 – Courbes de lumière de GRB 080916C, obtenues pour différentes sélections. Sélection LLE basique seule (trait continu noir), ou ajout d’un seuil : 20 impacts au moins (tirets rouges), 40 impacts au moins (petits points verts). La ligne verticale bleue indique la date de détection du sursaut.

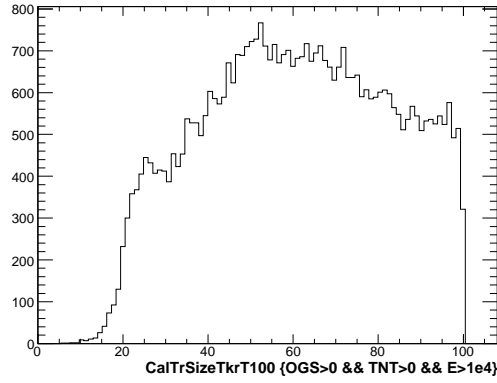


FIGURE 6.7 – Distribution de la dimension transverse de la gerbe reconstruite dans le calorimètre pour des événements LLE observés d’énergie supérieure à 10 GeV.

gerbe reconstruite dans le CAL (`CalTrSizeTkrT100`), pour des événements de plus de 10 GeV remplissant les conditions de la sélection relâchée. L’épaule observée aux petites largeurs de gerbe correspond aux gerbes électromagnétiques. On voit que la sélection LLE ne permet pas d’observer une séparation nette, même à ces hautes énergies. Aucun critère basé sur cette variable ne peut donc être défini.

Il est probable que les événements de la sélection relâchée de ces énergies ne seront pas inclus aux analyses spectrales, car ils ne les amélioreront pas grandement par rapport à ce qu’apportent déjà les photons des classes standard à ces énergies. De plus, à partir de 20 GeV le filtre « photon » à bord n’applique plus de sélection sur les événements incidents, donc une grande proportion de particules chargées.

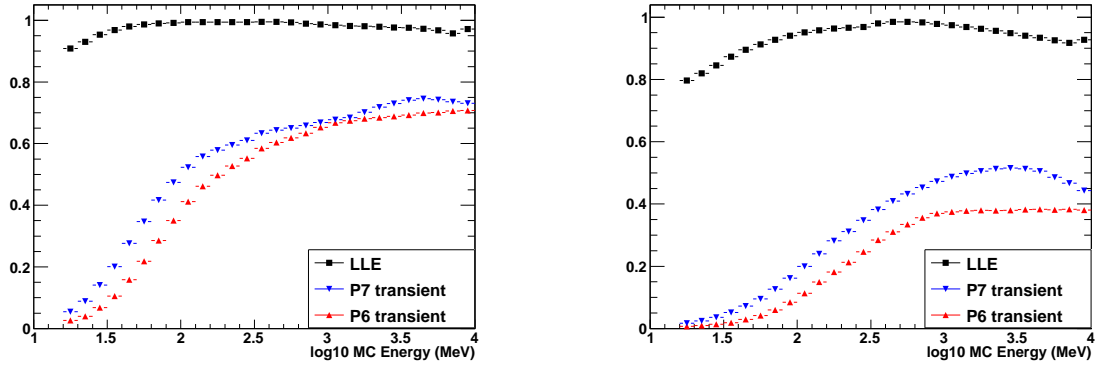


FIGURE 6.8 – Rapport d'efficacité des coupures LLE (carrés noirs) et **transient** (Pass6 : triangles rouges pointe en haut, Pass7 : triangles bleus pointe en bas) au filtre « photon » à bord, pour des photons simulés. **Gauche** : inclinaisons comprises entre  $0^\circ$  et  $30^\circ$ . **Droite** : inclinaisons comprises entre  $60^\circ$  et  $80^\circ$ .

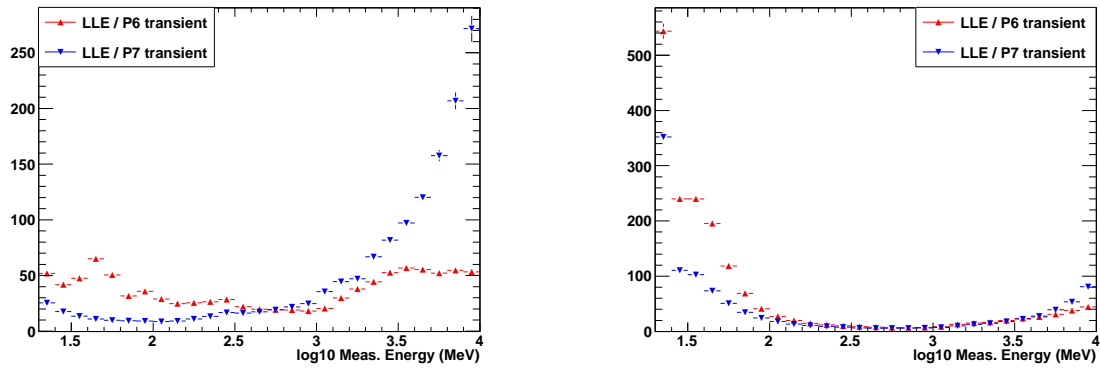


FIGURE 6.9 – Rapport d'efficacité de la coupure LLE à la coupure **transient** (Pass6 : triangles rouges pointe en haut, Pass7 : triangles bleus pointe en bas) pour des données réelles. **Gauche** : inclinaisons comprises entre  $0^\circ$  et  $30^\circ$ . **Droite** : inclinaisons comprises entre  $60^\circ$  et  $80^\circ$ .

### Efficacités comparées de la sélection LLE et des sélections usuelles

Finalement, la sélection LLE consiste dans les critères suivants : `FswGamStatus>0`, `TkrNumTracks>0`, `GltGemEngine=6` ou `7`. En d'autres termes, on conserve les événements issus du filtre « photon » à bord, avec une trace au moins reconstruite, et vérifiant l'une ou l'autre des conditions de logique de déclenchement à bord : « trigger engines » numéro 6 ou 7.

Une étude de l'efficacité de la coupure LLE a été réalisée sur des grandes quantités de photons simulés, ainsi que sur des données d'observation. La première permet de connaître l'efficacité de cette sélection sur le signal, l'autre son efficacité sur le fond.

Dans le cas de simulations, l'énergie vraie de chaque événement étant connue, il est possible d'estimer l'efficacité de la coupure LLE par rapport au filtre « photon » en fonction de l'énergie : c'est en fait l'efficacité du critère `TkrNumTracks>0` (et du critère de logique de déclenchement). La figure 6.8 montre la comparaison entre les efficacités

relatives de la sélection LLE et de la sélection **transient** (classifications Pass6 et Pass7). La sélection LLE a une efficacité relative 14 (resp. 7) fois supérieure à celle de la sélection **transient** Pass6 (resp. Pass7) à 30 MeV sur axe, et environ 2 (resp. 1,5) fois supérieure à 100 MeV sur axe. Elle est encore de plus de 80% aux plus grands angles d'inclinaison où la sélection **transient** perd beaucoup d'efficacité, ce qui laisse espérer d'élargir sensiblement le champ de vue pour la détection et l'analyse des sources transitoires.

Pour l'étude sur les données, la sélection LLE est définie comme la sélection minimale permettant une estimation d'énergie, donc l'efficacité de cette coupure par rapport au filtre « photon » à bord ne peut pas être étudiée en fonction de l'énergie. La figure 6.9 compare donc directement les efficacités des sélections LLE et **transient**, où on peut voir que la sélection LLE laisse aussi passer beaucoup plus de fond que les sélections standard. Ceci ne posera pas de problème pour les analyses dans la mesure où elles ne prennent pas en compte individuellement chaque événement : le fond est ajusté et soustrait, et pas estimé par un modèle physique comme dans l'analyse standard. L'important pour cette analyse est donc d'abord que la sélection LLE permette de recouvrer une fraction plus importante du signal.

On peut définir un facteur de qualité de chaque sélection étudiée :

$$Q_{sel} = \varepsilon_{S,sel} / \sqrt{\varepsilon_{B,sel}}$$

où  $\varepsilon_{S,sel}$  est l'efficacité de la sélection mesurée, pour des photons, et  $\varepsilon_{B,sel}$  l'efficacité de la même sélection, mesurée sur du fond. Ceci évalue la pureté en photons de l'échantillon d'événements passant de cette sélection. En d'autres termes, ce facteur de qualité quantifie la capacité d'une sélection à permettre la détection d'une source faible de photons. Comme on l'a vu, ces efficacités varient avec l'énergie, ainsi l'estimation du facteur de qualité moyen dépend du spectre de la source. Comme l'efficacité absolue de la sélection LLE ne peut pas être définie en fonction de l'énergie, j'ai calculé les valeurs moyennes de rapports de facteurs de qualité de la sélection LLE à la sélection usuelle : photons de classe **transient** Pass6 de plus de 100 MeV, dans une ROI de  $10^\circ$  autour de la source. Ces rapports sont de l'ordre de 0,1 (resp. 0,2) pour un spectre d'émission en  $E^{-1,5}$  (resp. en  $E^{-2}$ ) : la sélection LLE est moins performante que les sélections usuelles pour la détection de sources faibles. Le point fort de cette sélection est dans le gain important de signal pour des sources transitoires, telles que les émissions promptes de sursauts  $\gamma$ . Une fois le fond soustrait, c'est une statistique de photons encore importante qui peut être incorporée à l'analyse spectrale.

### 6.2.3 Estimateur d'énergie

Beaucoup d'événements de la sélection LLE ne passent pas les coupures de qualité nécessaires pour achever la reconstruction usuelle. Notamment, l'estimateur d'énergie utilisé habituellement (**CTBBestEnergy**, voir fig. 6.10) retourne une valeur nulle pour environ 50% des photons simulés LLE. Après plusieurs essais, le choix s'est porté sur la variable (**EvtEnergyCorr**) qui offrait la meilleure corrélation avec l'énergie vraie des photons simulés, pour la sélection définie ci-avant (voir fig. 6.10). Elle consiste en la somme de termes mesurés par le trajectographe et le calorimètre pour chaque événement. Pour les événements de basse énergie (au-dessous de 80 MeV), seul le trajectographe contribue. La mesure consiste alors à comptabiliser les impacts laissés par chaque événement dans les tiroirs successifs. Ce comptage est ensuite traduit en mesure d'énergie, en tenant compte

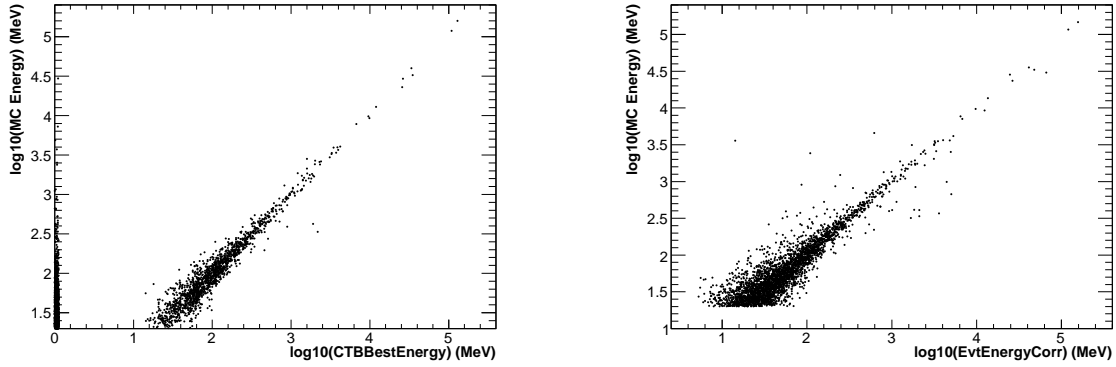


FIGURE 6.10 – Corrélation de deux estimateurs d'énergie à l'énergie vraie de photons simulés LLE. **Gauche** : estimateur utilisé pour l'analyse usuelle. Les points d'abscisse nulle sont en fait reconstruits avec une énergie nulle. **Droite** : estimateur de meilleure corrélation à l'énergie vraie, choisi pour l'utilisation des événements LLE.

de l'épaisseur de la couche de convertisseur correspondant à chaque impact, et de l'angle d'incidence du photon. Ce dernier point justifie a posteriori la nécessité de trouver une trace au moins pour chaque événement considéré.

La résolution énergétique obtenue a été étudiée d'après des simulations, pour cela des distributions d'énergie mesurée ont été tracées pour différentes raies d'énergie vraie (voir des exemples fig. 6.11). Dans presque tous les cas, le pic principal a été bien ajusté par une forme gaussienne. Au-dessous de 30 MeV, les distributions sont asymétriques, donc l'ajustement ne fonctionne pas. De plus le sommet de la distribution ne suit pas l'augmentation de l'énergie vraie considérée, donc par précaution on n'utilise pas dans les analyses les événements d'énergies inférieures à 30 MeV. C'est aussi vrai à toutes les énergies pour des inclinaisons supérieures à  $80^\circ$ , donc pour le moment aucune analyse spectrale n'est réalisée pour les sources à très forte inclinaison. Dans tous les cas, une « queue » de basse énergie apparaît, ce qui est attendu. Aux énergies supérieures à 500 MeV, celle-ci se change en un pic secondaire plus bas que le principal et qui ne suit pas l'augmentation de l'énergie vraie. Dans de rares cas ceci perturbe l'ajustement effectué ici (voir fig. 6.11 et 6.12). Enfin, les photons d'énergies supérieures à 100 MeV et d'inclinaison supérieure à  $72^\circ$  sont reconstruits à des énergies plus faibles, en effet à ces grandes inclinaisons le calorimètre ne contribue pas à la reconstruction, ce qui est gênant à ces énergies. Toutes ces irrégularités sont naturellement prises en compte par l'utilisation de la matrice de réponse, l'étude présentée ici est donc purement indicative de la performance de l'instrument pour la sélection LLE.

La figure 6.12 résume les résultats de ces études. L'évolution du centre et de la demi-largeur (respectivement lignes 1 et 3 et lignes 2 et 4) de la gaussienne ajustée à chaque distribution est présentée, en fonction de l'énergie vraie (lignes 1 et 2) et de l'inclinaison vraie (lignes 3 et 4) des photons simulés. Pour les raisons évoquées plus haut, seuls les cas d'énergies vraies inférieures à 1 GeV sont présentées. En plus, deux cas ont été considérés selon la valeur du paramètre  $L$  de McIlwain. En effet, la valeur de celui-ci est corrélée au flux de rayons cosmiques chargés de basse énergie, et donc à la quantité d'événements accidentels perturbant la reconstruction (voir chapitre 2). Les simulations utilisées dans cette étude ont été « augmentées » de tels événements accidentels, comme expliqué au

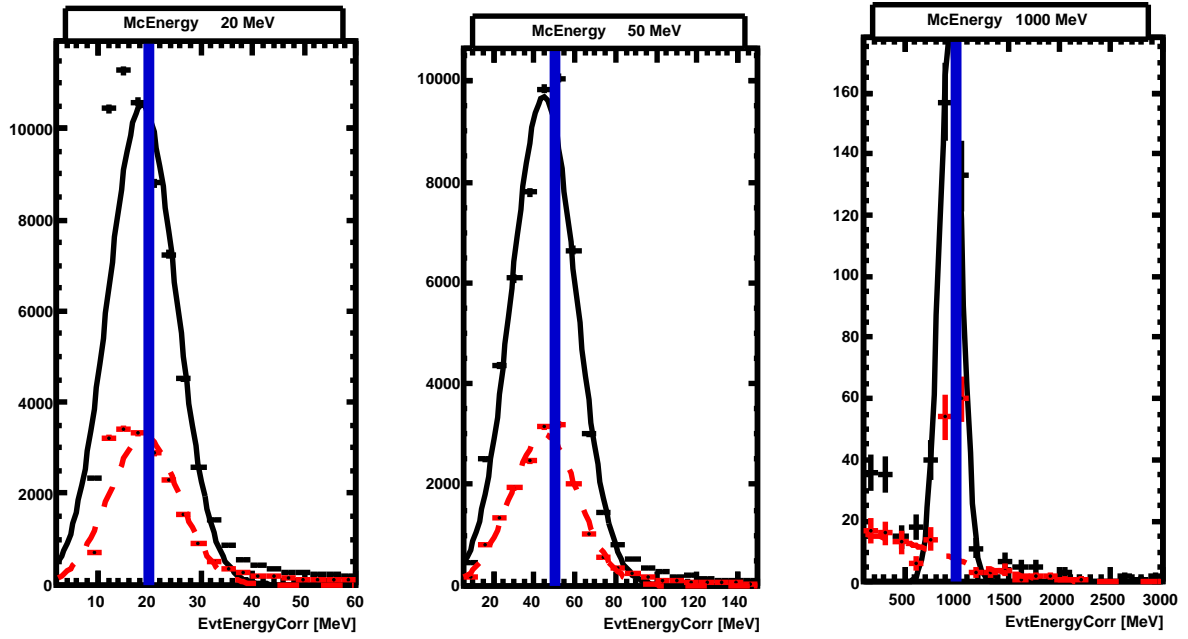


FIGURE 6.11 – Exemples de distributions d'énergie reconstruite (variable `EvtEnergyCorr`) pour plusieurs énergies et inclinaisons vraies. L'ajustement gaussien est représenté. Les points noirs et le trait continu correspondent aux valeurs basse de paramètre  $L$  de McIlwain ( $L < 1,3$ ), les points rouges et le trait pointillé aux valeurs hautes ( $L > 1,3$ ). La ligne verticale bleue indique la valeur de l'énergie vraie. **Gauche** : énergie vraie 20 MeV, inclinaisons inférieures à  $26^\circ$ . **Milieu** : énergie vraie 50 MeV, inclinaisons inférieure à  $26^\circ$ . **Droite** : énergie vraie 1 GeV, inclinaisons comprises entre  $60^\circ$  et  $66^\circ$  (point aberrant dans la figure suivante, dû à un mauvais ajustement).

chapitre 2. On peut remarquer que l'incertitude typique de reconstruction de l'énergie est un peu plus importante pour des valeurs plus élevées du paramètre  $L$  de McIlwain, mais cette différence n'est pas significative. Dans le cas de photons de haute énergie et/ou de très forte inclinaison, il arrive souvent que les ajustements ne convergent pas faute de statistique. Ceci explique les points aberrants observés dans la partie droite de la figure 6.12.

Dans l'ensemble, et dans le domaine d'énergie et inclinaison défini plus haut, les biais de reconstruction de l'énergie utilisant cette variable sont faibles comparés aux incertitudes. Celles-ci sont plus importantes que dans l'analyse standard, mais cependant très raisonnables même à basse énergie. Afin de valider ces résultats il faudrait toutefois les comparer à ceux obtenus lors des tests sur faisceaux réalisés avant lancement, comme il a été fait pour l'estimateur d'énergie utilisé dans l'analyse usuelle [20].



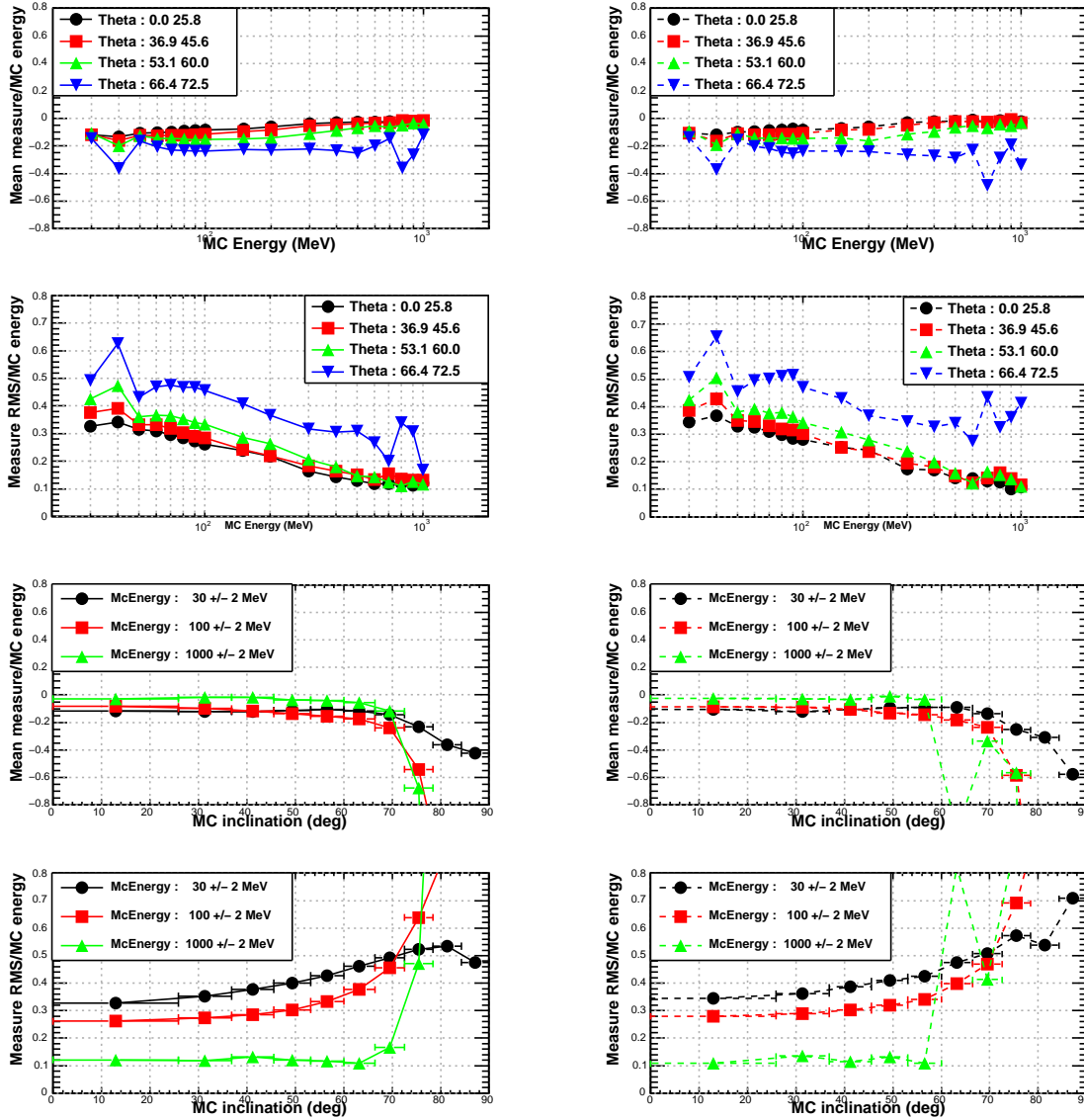


FIGURE 6.12 – Biais et résolutions de la reconstruction énergétique utilisant la variable `EvtEnergyCorr`, pour la sélection LLE, pour diverses énergies vraies, inclinaisons vraies, et des valeurs du paramètre  $L$  de McIlwain basses ( $L < 1,3$  à gauche) et hautes ( $L > 1,3$  à droite). Ces résultats sont issus d'ajustements gaussiens des distributions. Le point aberrant à 1 GeV, grand angle et haut McIlwain  $L$  est dû à un mauvais ajustement : la « queue » de basse énergie de la distribution a été ajustée à la place du pic principal fin (voir figure précédente).

## 6.3 Étude de la PSF

### 6.3.1 Principe de la mesure

Le fait de requérir une trace au moins pour chaque événement dans la sélection LLE permet d'en reconstruire la direction. Ceci explique a posteriori la nécessité de ce critère pour une reconstruction correcte de l'énergie.

La mesure de la fonction d'étalement à un point se base sur des distributions, à énergie donnée, de la séparation angulaire entre les directions vraies et reconstruites de ces événements. Le tracé de distributions intégrées (voir fig. 6.13), ou de façon équivalente des calculs d'intégrales sur ces distributions, permet de mesurer les rayons de contenance qui permettent habituellement de caractériser la PSF. Une étude précise de la forme de la PSF serait aussi intéressante, elle n'a pas été effectuée ici.

La PSF observée sur les simulations (voir fig. 6.13) semble plus large que celle mesurée pour les sélections standard. Cependant elle reste raisonnable, et diminue avec l'énergie, ce qui permet de définir une ROI pour l'étude de sources, dont la largeur diminue avec l'énergie (voir fig. 6.13). Cette sélection spatiale doit permettre de réduire grandement le niveau de fond.

Afin de proposer une définition plus réaliste de la PSF et de la sélection spatiale à appliquer aux sources, une étude de validation a été menée sur des observations. Le principe est d'utiliser l'émission d'une source ponctuelle de position connue, et d'étudier la distribution des événements observés selon leur distance angulaire à la position de la source. Comme l'observation comprend une part importante de fond il faut penser à soustraire celui-ci. Afin de s'assurer de la faisabilité de ce type d'étude, un travail préliminaire utilisant des sursauts  $\gamma$  brillants a d'abord été réalisé. L'étude complète, demandant une préparation des données plus lourde, est basée sur les observations du pulsar Vela.

### 6.3.2 Première validation d'après l'observation de sursauts $\gamma$

Cette première étude est basée sur les émissions promptes de trois sursauts brillants, bien localisés grâce aux observations de *Swift* et de télescopes au sol, et observés sous la même inclinaison ( $\theta \sim 50^\circ$ ) : GRB 080916C, GRB 090902B, GRB 090926A.

Dans chaque cas, un intervalle « ON » contenant l'émission prompte du sursaut (telle que vue dans le GBM), et un intervalle « OFF » d'environ 1000 s précédant celle-ci sont définies. Pour chaque sursaut, j'ai vérifié que l'inclinaison et l'angle zénithal d'observation de la position de la source dans l'intervalle « OFF » ne diffèrent pas de plus de  $10^\circ$  de leurs valeurs dans l'intervalle « ON ». La valeur du paramètre  $L$  de McIlwain est dans la partie basse dans tous les cas, ne varie pas sensiblement non plus, de moins de 0,2.

Dans plusieurs intervalles d'énergie mesurée (30 – 45 MeV, 45 – 70 MeV, 70 – 100 MeV, 100 – 500 MeV, 500 MeV – 2,5 GeV, 2,5 GeV – 10 GeV), des distributions de séparation angulaire sont construites entre la position du sursaut et la direction reconstruite de chaque événement. La figure 6.14 (gauche) montre les distributions obtenues pour un sursaut dans un intervalle d'énergie : la distribution « ON » est une accumulation sur l'intervalle correspondant, alors que la distribution « OFF » résulte d'un ajustement du niveau de fond en fonction du temps (une constante suffit ici, même si un modèle affine a été testé). Le « OFF » est ensuite retranché, intervalle par intervalle. Enfin, les distributions obtenues pour les trois sursauts sont sommées dans chaque intervalle

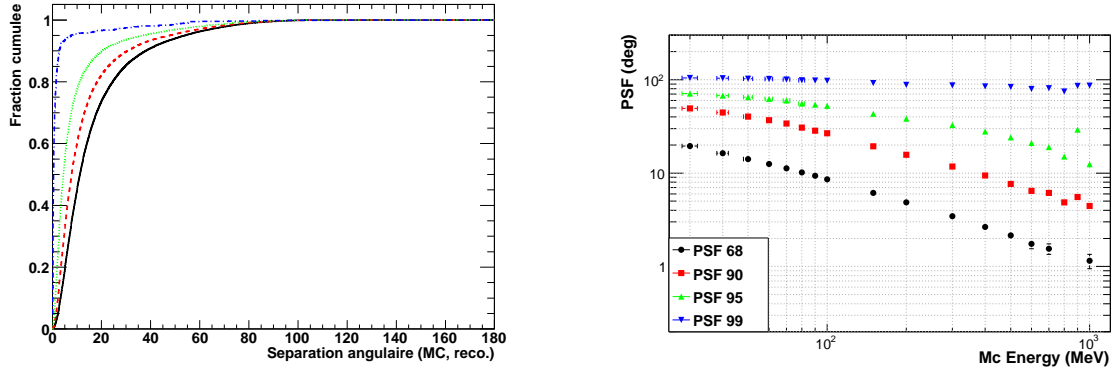


FIGURE 6.13 – **Gauche** : distributions (intégrées) de séparation angulaire entre directions vraie et reconstruite (en degrés), obtenues pour des photons simulés d'inclinaisons vraies inférieures à  $40^\circ$ , et d'énergies vraies : 30 MeV (trait plein noir), 50 MeV (tirets rouges), 100 MeV (pointillé vert) et 1 GeV (mixte bleu). Ces distributions sont renormalisées à leur valeur maximale, ainsi pour chaque courbe le point d'ordonnée 0,68 (par exemple) a pour abscisse le rayon de contenance à 68% à l'énergie considérée. **Droite** : différents rayons de contenance de la PSF, en fonction de l'énergie vraie : 68% (carrés noirs), 80% (points rouges), 90% (triangles verts pointe en haut), 95% (triangles bleus pointe en bas). Ces mesures correspondent à des photons simulés d'inclinaisons vraies inférieures à  $65^\circ$ .

d'énergie pour être comparées aux simulations (voir fig. 6.14). La forme bombée de la distribution pour l'intervalle « OFF » est principalement due à la variation de l'acceptance avec l'inclinaison des événements considérés. En effet, la distribution angulaire tracée couvre tout le champ de vue.

La forme de la PSF observée sur les données montre en général un bon accord avec les prédictions des simulations, jusqu'à une certaine distance. Les fluctuations dues à la soustraction du fond deviennent alors trop importantes pour juger de l'accord. De plus, étant donnés les spectres des sursauts utilisés (indice spectral compris entre -1,6 et -2,1), la statistique peut manquer au-delà de 500 MeV pour cette comparaison. L'utilisation de l'observation de Vela, source permanente au spectre plus dur (du moins au-dessous de 3 GeV) doit aboutir à des résultats plus concluants.

### 6.3.3 Deuxième validation d'après les observations de Vela

Pour cette étude de validation, les observations de Vela sont utilisées de la même manière que les observations des sursauts  $\gamma$ , à ceci près que les régions « ON » et « OFF » sont des intervalles de phase du pulsar et non temporels. L'intervalle « ON » est ici constitué des phases comprises entre 0,1 et 0,5, et comprend les deux pics et le « bridge », et l'intervalle « OFF » des phases inférieures à 0,06 et supérieures à 0,66, soit les régions assez plates du phasogramme (voir fig. 6.15). L'ajustement de la région « OFF » en fonction de la phase est remplacé par une moyenne, ce qui laisse la possibilité de modifier l'étendue de l'intervalle « OFF » considéré, afin de vérifier la stabilité des résultats vis-à-vis de cette estimation du fond.

L'observation continue du pulsar permet de considérer une plus grande variété de configurations. Différentes plages d'inclinaisons de la source dans le champ de vue du

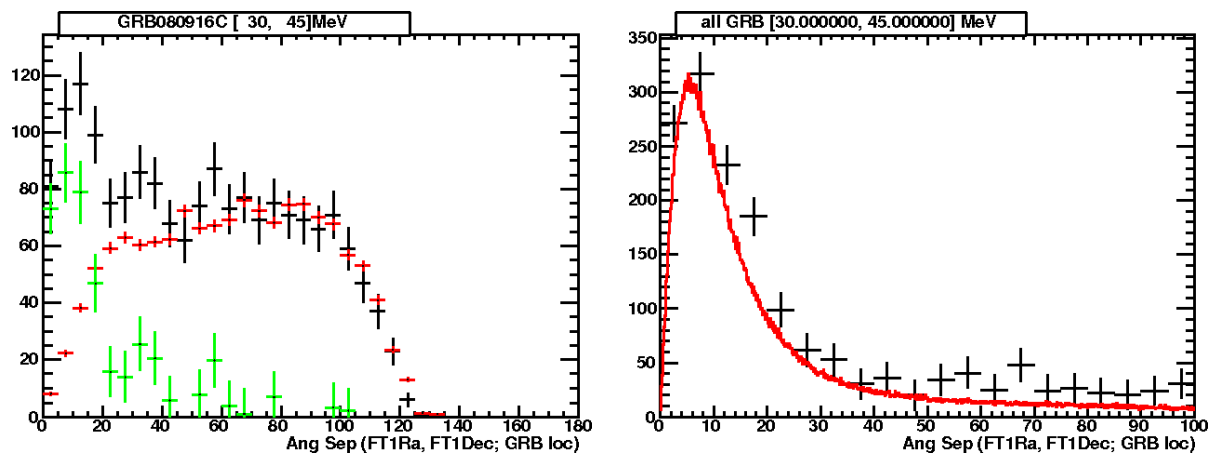


FIGURE 6.14 – Distributions d'événements selon leur distance angulaire à la position de la source (mesurée en degrés) ; énergies comprises entre 30 et 45 MeV. **Gauche** : événements « ON » (noir), « OFF » (rouge), et « ON-OFF » (vert) de GRB 080916C. **Droite** : somme des distributions « ON-OFF » des 3 sursauts, comparée à la simulation.

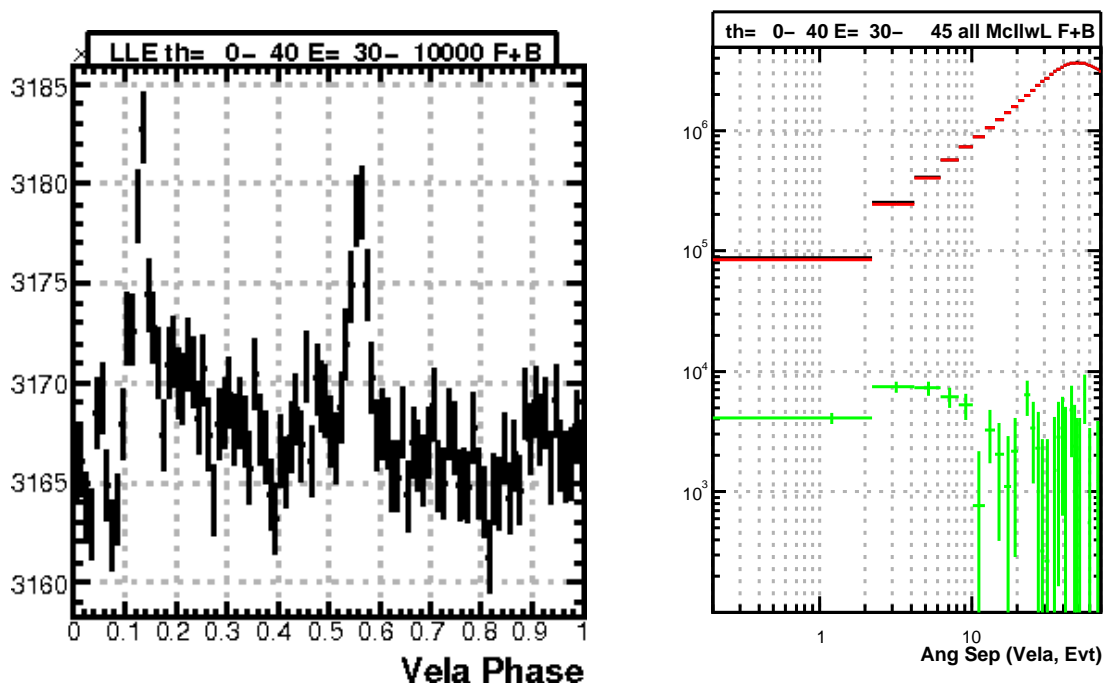


FIGURE 6.15 – **Gauche** : phasogramme de Vela incluant les événements LLE d'énergies comprises entre 30 MeV et 10 GeV. On distingue nettement les deux pics principaux caractéristiques du pulsar, le « bridge » est moins visible (voir fig. 3.3 p. 63 pour comparaison). **Droite** : distributions de séparation angulaire des événements LLE du pulsar Vela, d'énergies comprises entre 30 et 45 MeV et d'inclinaisons inférieures à 40° : « ON » (noir), « OFF » (rouge), « ON - OFF » (vert).

LAT sont considérées : moins de  $40^\circ$ ,  $40 - 60^\circ$ ,  $60 - 80^\circ$ . Afin de déterminer l’effet possible des événements accidentels sur la reconstruction de la direction, deux plages de valeurs du paramètre  $L$  de McIlwain sont aussi étudiées :  $L < 1,3$  et  $L > 1,3$ . Les distributions obtenues pour les événements de types « front » seuls, « back » seuls, ou tous combinés, sont aussi comparées.

Le spectre un peu plus dur du pulsar au-dessous du GeV assure une statistique mieux répartie entre les différents intervalles d’énergie. L’atténuation exponentielle de son spectre au-delà de 3 GeV n’est pas un problème pour cette étude puisque les événements LLE à ces énergies ne seront pas inclus aux analyses. Les intervalles d’énergie considérés sont légèrement différents du paragraphe précédent : 30 – 45 MeV, 45 – 70 MeV, 70 – 100 MeV, 100 – 500 MeV, 500 MeV – 1 GeV, 1 – 10 GeV. Ceci permet d’adapter l’étude à l’intervalle d’énergies utile pour les analyse spectrales, et de regrouper tous les événements de haute énergie, peu nombreux au-dessus de  $\sim 3$  GeV à cause de la forme du spectre.

La première étape, technique et assez lourde, de ce travail a consisté à calculer la phase du pulsar pour les événements d’intérêt, en utilisant **TEMPO2**. Une extension de cet outil, déjà implémentée par les membres de la collaboration LAT, permettait de tenir compte de la position du satellite au cours du temps, en interpolant cette donnée discrète pour la date de chaque photon [34]. Nous avons réutilisé ce travail, en permettant la lecture d’un format de fichier différent (liste de fichiers **merit** distants, sur le catalogue de données de l’*ISOC* au *SLAC*, au lieu d’un fichier **FT1** local unique), et l’application de sélections au moment de la lecture. Les fichiers **merit** étant très volumineux, et le nombre d’événements traités très important, nous avons choisi de conserver uniquement la phase et la date de chaque événement dans le fichier de sortie. Ce n’est pas gênant pour l’étude de validation présentée, puisque la lecture en parallèle du fichier d’origine (resté inchangé) et de la phase permet de construire toutes les distributions nécessaires. En revanche, les analyses spectrales du pulsar Vela dans cette sélection (décrites plus loin), ont nécessité la mise au point par des collègues d’une chaîne plus complexe de production de fichiers (**merit** réduits et **FT1**) utilisant le *Pipeline* de l’*ISOC*. La validation présentée ici a d’abord été effectuée d’après les six premiers mois d’observations après la fin de la phase « L&EO », en conservant tous les événements passant le filtre « photon » à bord. Pour les raisons déjà invoquées de taille des fichiers, les 18 mois suivants ont été inclus en sélectionnant les événements LLE d’énergies comprises entre 30 MeV et 10 GeV, d’inclinaisons inférieures à  $85^\circ$ , et en définissant une ROI très large centrée sur la position vraie de Vela, déterminée grâce aux résultats déduits des six premiers mois.

La largeur de la PSF varie fortement avec l’énergie des photons. Comme la comparaison entre simulations et données est faite dans des intervalles d’énergie mesurée assez larges, il faut tenir compte de la forme du spectre de la source utilisée pour la validation. L’idéal est de comparer l’observation à une simulation reproduisant son spectre et les conditions d’observation. Ici j’ai utilisé les grandes banques de simulations servant à fabriquer les tables d’IRF, qui couvrent toutes les conditions d’observations souhaitées et tiennent compte des événements accidentels. Leur spectre différentiel en  $E^{-1}$  assure une grande statistique de photons disponibles, même à haute énergie. Un tirage aléatoire effectué au moment de la construction des distributions de référence permet de se ramener à la forme du spectre du pulsar, tout en profitant de la grande quantité de photons simulés

---

disponibles. Pour cela une distribution de probabilité est définie :

$$\begin{aligned}\mathcal{P}(E_{vraie}) &= C E_{vraie}^{\gamma_{Vela}+1} \exp\left(-\frac{E_{vraie}}{E_{C,Vela}}\right) \\ \int_{E_{min}}^{E_{max}} \mathcal{P}(E_{vraie}) &= 1 \\ \mathcal{P}_{min} &= \mathcal{P}(E_{max}) \\ \mathcal{P}_{max} &= \mathcal{P}(E_{min})\end{aligned}$$

où  $E_{min}$  et  $E_{max}$  sont les valeurs extrémales d'énergie vraie de la simulation utilisée, et où les paramètres spectraux du pulsar  $\gamma_{Vela} \simeq -1,6$  et  $E_{C,Vela} \simeq 3$  GeV correspondent au spectre moyenné sur sa période [54]. Pour chaque photon simulé, un nombre compris entre  $\mathcal{P}_{min}$  et  $\mathcal{P}_{max}$  est tiré au hasard, s'il est inférieur ou égal à  $\mathcal{P}(E_{vraie})$  calculée pour ce photon, celui-ci est conservé dans la distribution finale.

La distribution spatiale de l'émission du pulsar (fond soustrait) a été comparée aux simulations, pour les différentes configurations définies plus haut. Comme dans le cas des sursauts, le signal décroît avec l'énergie, et les fluctuations du signal sont importantes dans les petits intervalles de séparation angulaire considérés. La largeur de ceux-ci dépend de l'énergie et est imposée a priori par la dimension typique de la PSF attendue. Le problème des fluctuations est donc d'autant plus important que l'énergie est élevée, de même que celui de la quantité décroissante d'événements utilisables. Pour ces raisons, la grande extension de la forme de la PSF prédite par les simulations ne peut pas être complètement vérifiée. Même si la forme exacte de la PSF ne peut pas être entièrement étudiée, il faut pouvoir vérifier l'efficacité de la sélection effectuée sur les données et la comparer à celle de la même sélection appliquée à la simulation lors de la construction de la matrice de réponse. Un rayon de référence doit donc être défini, indiquant jusqu'où il est possible de distinguer la contribution de la source ponctuelle au-dessus du niveau du fond. Pour les mesures qui suivent, ce rayon détermine les 100% de la « PSF vérifiable ».

J'ai tenté deux approches pour définir cette référence. La première consiste en l'ajustement par une constante de la fin de la distribution. En diminuant progressivement la borne inférieure de l'intervalle, on observe l'évolution du  $\chi^2$  réduit. Celui-ci se rapproche progressivement de 1 à mesure que la quantité d'intervalles pris en compte augmente et permet de stabiliser l'ajustement. Quand la contribution de la source ponctuelle est significative, le  $\chi^2$  augmente naturellement. L'angle donnant la valeur de  $\chi^2$  réduit la plus proche de 1 est prise comme référence. Cette définition semblait donner des résultats assez stables, mais conduit en fait à négliger une part très importante de la PSF prédite, en moyenne 40% (35% au minimum, 98% dans les cas très défavorables). La seconde approche vise à mieux explorer l'extension de la PSF. Les intervalles des histogrammes utilisés sont d'abord regroupés de sorte que le point moyen résultant soit assez significatif :  $5\sigma$ . Une limitation est imposée sur ce groupement : 200 intervalles regroupés au maximum, ou  $16^\circ$  de largeur au maximum, pour éviter que l'ensemble de l'extension de la PSF soit regroupée en un seul point. La première limite est surtout utile au-delà de 500 MeV, la seconde au-dessous de 100 MeV. Le rayon de référence est alors défini par la borne supérieure du dernier point à plus de  $1\sigma$ , et qui soit aussi inférieur au dernier ou à l'avant-dernier point précédents. La deuxième condition permet d'éviter les fluctuations résiduelles dans l'extension de la PSF, la largeur des points étant limitée, et en même temps de ne pas arrêter la mesure à une fluctuation entre points très significatifs décrivant le cœur de la PSF. Ces choix totalement arbitraires permettent de mieux vérifier la forme de la PSF prédite dans la plupart des cas étudiés, en n'excluant plus que 20%

de celle-ci en moyenne. Cette validation reste très inhomogène, la fraction ignorée de la PSF prédite allant de 5% à 40%.

Les formes de la PSF prédite et déduite des observations montrent un bon accord dans tous les cas étudiés. Dans certains cas le signal est trop faible pour bien juger de la forme de la PSF : événements « back » seuls, grandes valeurs du paramètre  $L$  de McIlwain, inclinaisons supérieures à  $60^\circ$ . En pratique il est nécessaire de regrouper, soit les événements « front » et « back », soit toutes les valeurs du paramètre  $L$  de McIlwain. La figure 6.16 montre la comparaison des simulations aux observations pour tous les événements d'inclinaisons inférieures à  $40^\circ$ . Les rayons de référence calculés d'après les deux méthodes présentées ci-dessus y sont indiqués, ainsi que les 95% de la PSF prédite.

Des fractions de la « PSF vérifiable » sont ensuite mesurées à la fois sur les distributions issues des données et celles issues des simulations. Dans les deux cas, c'est donc l'intégrale de la distribution jusqu'au rayon de référence mesuré sur les données qui est considérée comme contenant 100% de la PSF. Pour le calcul effectué sur les données, c'est l'histogramme de départ qui est utilisé et pas les points obtenus par regroupement. Les rayons contenant 68%, 80%, 90% et 95% de la PSF sont issus de ces intégrales partielles, et l'incertitude sur chacun de ces rayons est estimée d'après l'incertitude sur l'intégrale partielle courante, en suivant la prescription suivante <sup>1</sup> :

$$\begin{aligned} R_x &= R + \sigma_h - \sigma_b \\ I_x &= \int_0^{R_x} PSF(\delta) d\delta = x \int_0^{R_{100}} PSF(\delta) d\delta \\ \int_0^{R_x + \sigma_h} PSF(\delta) d\delta - \sigma \left( \int_0^{R_x + \sigma_h} PSF(\delta) d\delta \right) &= I_x \\ \int_0^{R_x - \sigma_b} PSF(\delta) d\delta + \sigma \left( \int_0^{R_x - \sigma_b} PSF(\delta) d\delta \right) &= I_x \end{aligned}$$

où  $x$  est la fraction de la PSF contenue dans le rayon  $R_x$ ,  $R_{100}$  est le rayon de référence, et  $\delta$  la séparation angulaire. La valeur de l'intégrale de la PSF est interpolée linéairement à l'intérieur de l'intervalle de séparation angulaire où se trouve le rayon mesuré, valeur centrale et valeurs extrêmes. L'incertitude sur l'intégrale de référence (100% de la PSF vérifiable) est faible et n'est pas prise en compte dans ce calcul.

Dans tous les cas, on constate un bon accord entre les mesures effectuées d'après les observations et d'après les simulations, ce qui est cohérent avec les résultats précédents. Les incertitudes sur les rayons de contenance à 90% et 95% sont très grandes, du fait des fluctuations du signal hors du cœur de la distribution. On garde donc en pratique les deux rayons de contenance à 68% et 80% (voir fig. 6.17). L'incertitude sur le second est moins grande que sur le premier, puisque la pente de la PSF est moins forte dans la région où il est défini. Dans chaque plage d'inclinaisons, la comparaison entre événements « front » et « back » (toutes valeurs du paramètre  $L$  de McIlwain), et entre les deux plages de valeurs du paramètre  $L$  (événements « front » et « back » regroupés) ne montre pas de différences significatives. La statistique disponible n'est peut-être pas encore suffisante pour voir ces effets. En revanche, la comparaison entre différentes plages d'inclinaisons (tous événements pris ensembles) montre une évolution. Une sélection spatiale peut donc être définie à partir de ces mesures pour chacun de ces domaines d'inclinaisons, et sera appliquée aux sources étudiées.

---

1. on pourrait effectuer ce calcul d'erreur d'après des simulations

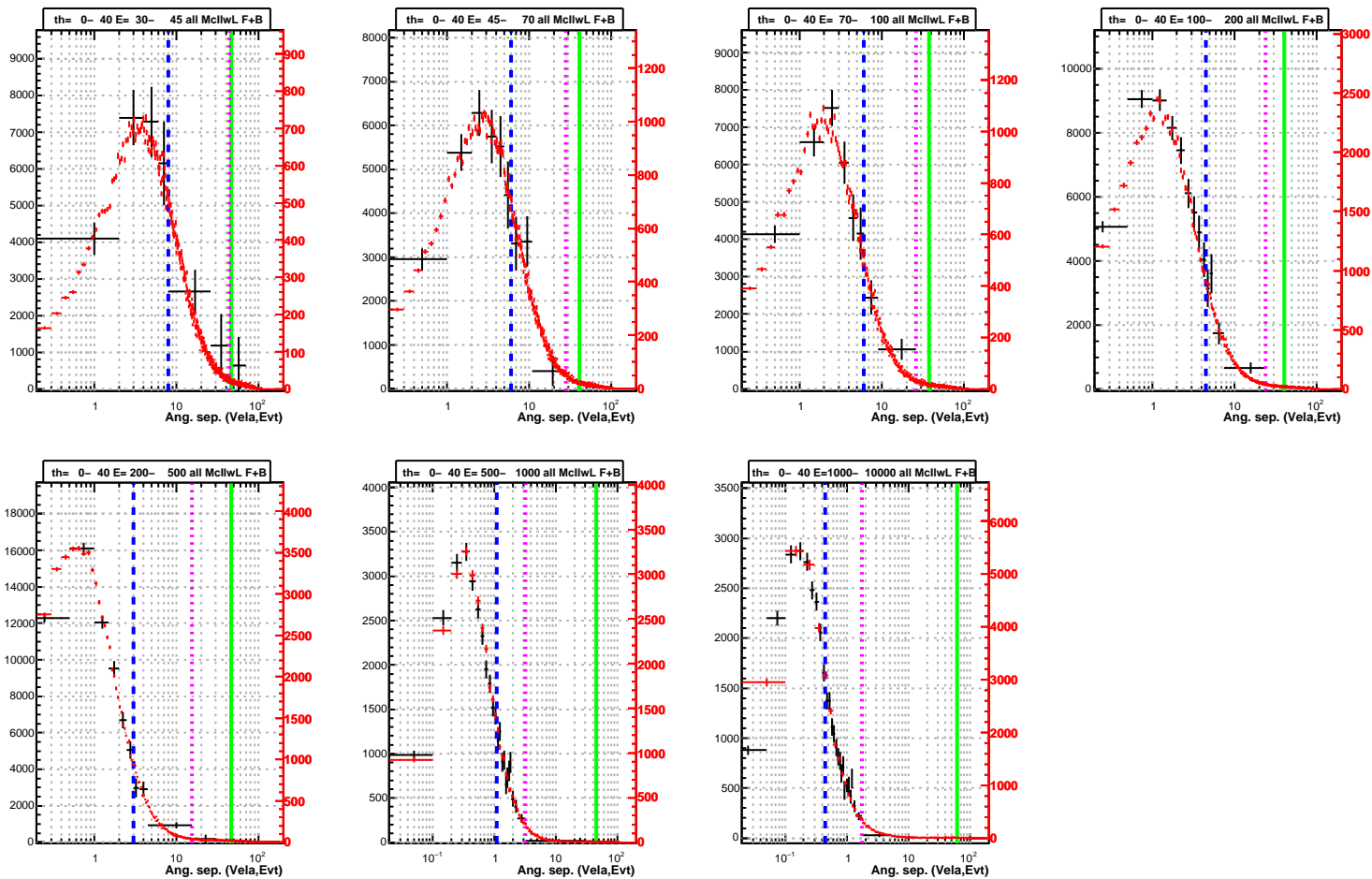


FIGURE 6.16 – Distributions des événements selon leur séparation angulaire à la position de Vela (mesurée en degrés). Comparaison des formes de PSF prédite par les simulations (points rouges, largeur fixe; axe vertical de droite) et déduite des observations de Vela (points noirs, largeur variable; axe vertical de gauche), aux inclinaisons inférieures à 40°. Les tirets bleus (resp. pointillés roses) représente le rayon de référence issu de la première méthode (resp. seconde méthode), et le trait continu vert les 95% de la PSF prédite.



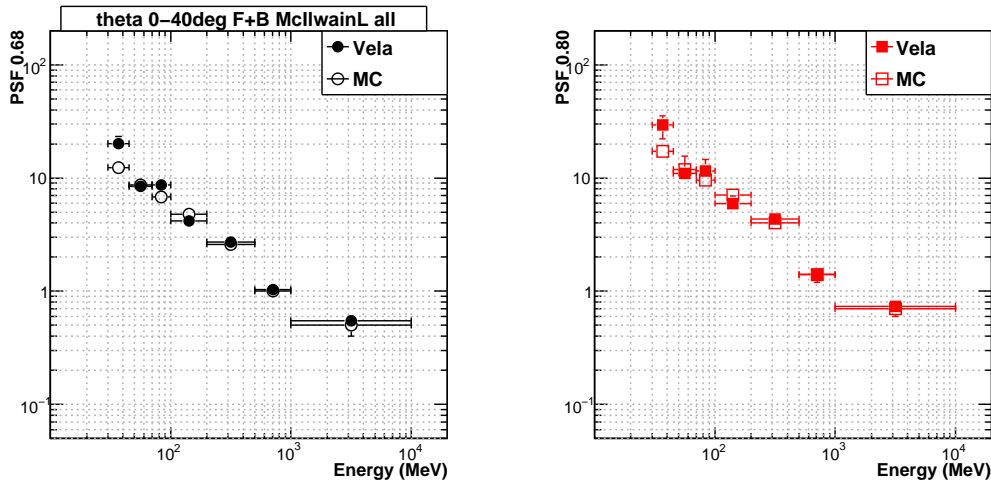


FIGURE 6.17 – Évolution des rayons fractionnaires de PSF avec l'énergie. **Gauche** : rayon de contenance à 68%. **Droite** : rayon de contenance à 80%. Les mesures effectuées d'après les données sont indiquées par les symboles pleins, celles effectuées d'après les simulations par les symboles vides.

## 6.4 Erreurs systématiques pour l'analyse spectrale

Les erreurs systématiques peuvent venir soit de la réponse instrumentale utilisée pour convoluer le modèle, soit de la méthode de minimisation. Dans le premier cas, un biais peut venir de la construction de la matrice de réponse, ou du fait que la simulation ne correspond pas tout à fait à la réalité : l'efficacité de détection et/ou la résolution énergétique ne sont pas bien connues ni prédites.

Les biais des méthodes et outils de minimisation ont été étudiés avant le lancement. Comme signalé au § 6.2.3, la validation de la mesure d'énergie utilisée dans cette étude nécessiterait un énorme effort incluant la réanalyse de données obtenues lors des tests sur faisceaux en 2006, ce qui sort du cadre de cette thèse. Voici des études effectuées pour estimer les erreurs dues à la méconnaissance de l'acceptance et à la construction de la matrice de réponse.

### 6.4.1 Efficacités des sélections successives

Les sélections successives effectuées ici sont les suivantes :

- la logique de déclenchement à bord
- le filtre « photon » à bord
- autres critères de la sélection LLE : événements avec une trace au moins, conditions ajoutées sur la logique de déclenchement
- la sélection spatiale

Pour estimer la méconnaissance de l'efficacité de chacune de ces sélections, il faut l'évaluer sur des données d'une part, et sur des simulations d'autre part. On calcule ensuite le rapport de ces deux efficacités, et ce sont à la fois la valeur et l'incertitude statistique de ce rapport qui donnent l'estimation de l'erreur systématique typique relative. Par exemple si le rapport de l'efficacité mesurée sur les données à celle mesurée sur des simulations

vaut  $1,2 \pm 0,15$ , l'erreur typique associée à cette sélection est de 35%.

Le calcul de l'efficacité d'une sélection est basée sur deux comptages : celui des événements passant toutes les sélections en amont,  $n_0$ , et celui des événements passant aussi celle-ci,  $n_1$ . Le premier échantillon contient le second, et il faut tenir compte de cette corrélation dans le calcul de l'incertitude sur l'efficacité. La méthode utilisée ici, mise au point par un collègue, est basée sur des tirages aléatoires. Elle consiste à simuler un grand nombre ( $\sim 100$ ) de réalisations des observations des deux jeux d'événements, avec des lois de probabilités poissonniennes dont les valeurs moyennes sont déterminées par les valeurs mesurées  $n_0$  et  $n_1$ . Pour chaque réalisation  $i$ , le rapport  $n_{1,i} / n_{0,i}$  est calculé. La demi-largeur de la distribution de ces rapports fournit l'incertitude recherchée. L'étude présentée est basée sur les observations du pulsar Vela, donc les nombres d'événements composant le rapport sont du signal ressortant du fond.

Les efficacités des deux premiers niveaux de sélections ont été vérifiées par d'autres membres du groupe, et ne montrent pas de désaccord important au-delà de 20% environ. J'ai vérifié les efficacités des deux sélections suivantes. Pour l'étude de l'efficacité de la sélection LLE relativement au filtre « photon » à bord, les six premiers mois d'observations du pulsar Vela ont été utilisés. Plusieurs configurations sont considérées, selon l'inclinaison de la source et la valeur du paramètre  $L$  de McIlwain. Puisque c'est le critère de détection d'une trace de la sélection LLE assure la mesure de l'énergie de l'événement, les résultats obtenus sont des moyennes pour toute la gamme d'énergie considérée. Les erreurs obtenues sont de 7% pour une inclinaison de la source inférieure à  $60^\circ$ , 12% aux plus grandes inclinaisons, et aucune évolution significative avec la valeur du paramètre  $L$  de McIlwain n'est observée. La sélection spatiale étudiée est celle définie au paragraphe précédent, et est fonction de l'énergie. Pour les raisons présentées au paragraphe précédent, les erreurs sont plus faibles si la sélection définie contient 80% de la PSF mesurée, que si le rayon de la ROI contient 68% de la PSF. L'erreur systématique augmente avec l'inclinaison de la source, mais reste inférieure à 30%, avec une valeur moyenne d'environ 15% (voir par exemple fig. 6.18).

Il faudra réfléchir à une manière adéquate de combiner ces différentes erreurs systématiques, afin de les prendre en compte dans les analyses spectrales.

Une étude complémentaire des effets des erreurs systématiques dans la reconstruction spectrale est en cours dans le groupe. Elle est basée sur des analyses spectrales du pulsar Vela utilisant les événements LLE, dans différentes configurations. Les résultats de celles-ci doivent ensuite être comparés aux résultats de l'analyse usuelle. Il s'agit donc d'une vérification a posteriori basée sur une hypothèse préalable concernant la forme spectrale exacte, plutôt que d'une véritable validation comme celle présentée dans ce chapitre.

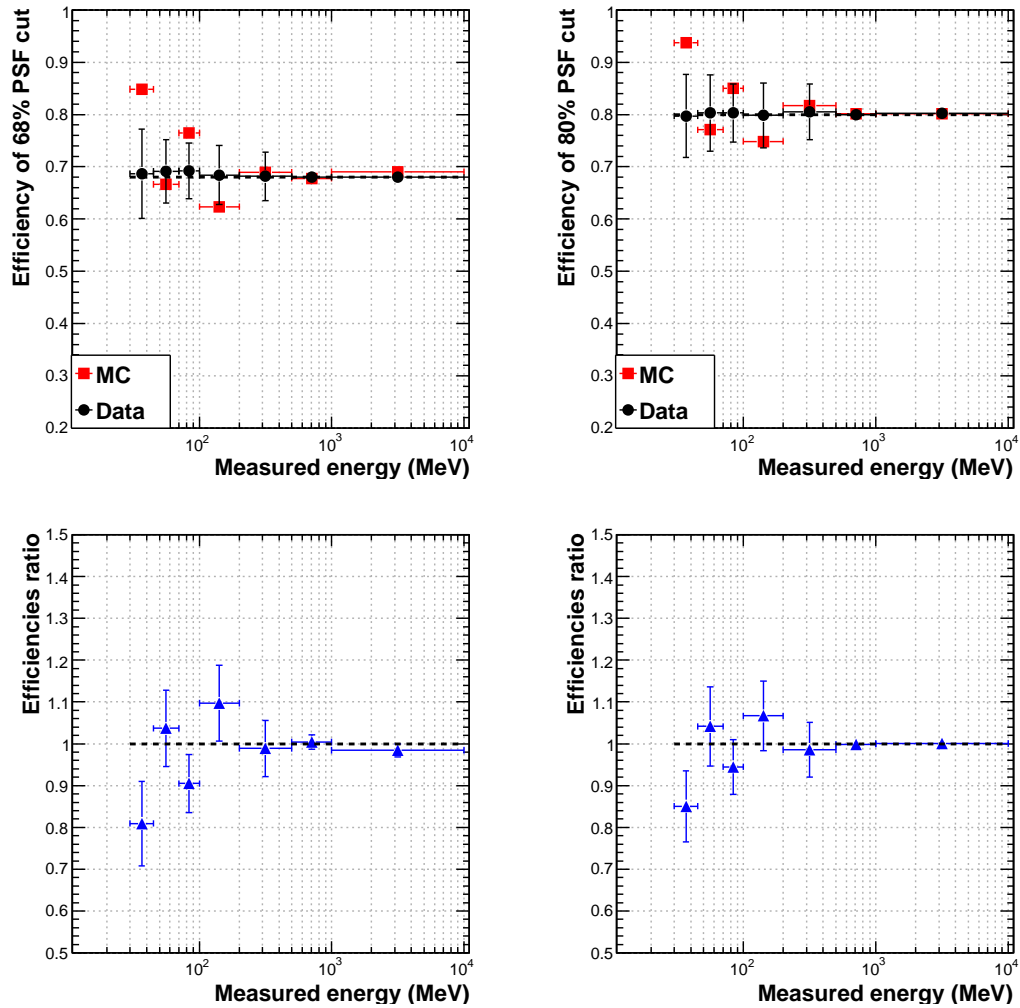


FIGURE 6.18 – Efficacités de la sélection spatiale et estimation des erreurs systématiques. **Haut** : efficacités des sélections sur les données (carrés noirs) et sur les simulations (points rouges). **Bas** : rapports d'efficacités menant aux erreurs systématiques. **Gauche** : sélection spatiale correspondant au rayon de contenance à 68% de la PSF. **Droite** : rayon contenant 80% de la PSF.

### 6.4.2 Construction de la matrice de réponse

La matrice de réponse est construite d'après la simulation d'une source ponctuelle très intense de photons, observée dans les mêmes conditions que la source étudiée. Une distribution des photons simulés en fonction de leurs énergie vraie et mesurée est construite, puis normalisée pour être homogène à une surface (voir fig. 6.19). L'élément de la matrice de réponse, correspondant aux intervalles  $(E_i, E_{i+1})$  d'énergie vraie et  $(E'_j, E'_{j+1})$  d'énergie mesurée, s'écrit donc :

$$R(E_i, E_{i+1}; E'_j, E'_{j+1}) = \frac{N(E'_j, E'_{j+1})}{\Phi(E_i, E_{i+1}) \Delta t}$$

où  $N$  est le nombre de photons contenus dans ce carré du fait de la distribution,  $\Phi(E_i, E_{i+1})$  est le flux moyen du spectre simulé dans l'intervalle d'énergie vraie, et  $\Delta t$  est la durée de la simulation. On remarque tout de suite que la réponse dépend de l'indice de la source simulée servant à construire la matrice, à travers le terme de flux moyen. Elle en dépend donc d'autant plus que l'intervalle est large. La solution « simple » consiste à utiliser un échantillonnage très fin en énergie vraie, mais cela nécessite d'augmenter le nombre de photons à simuler. Il convient donc de vérifier l'influence sur la reconstruction spectrale de l'indice et de l'échantillonnage utilisés lors de la construction de la matrice. Ceci peut être fait par l'analyse spectrale de simulations.

Un aspect plus important encore est l'allure de la matrice de réponse. En effet, comme on l'a vu au § 6.2.3, la fonction de redistribution de l'énergie n'est pas un simple pic. Une « queue » de basse énergie apparaît dès les énergies vraies inférieures à 100 MeV, et vers 500 MeV cette deuxième composante se change en un pic secondaire de basse énergie. Cette irrégularité dans la redistribution se retrouve dans la forme de la matrice de réponse, et peut avoir une influence sur la reconstruction spectrale selon l'intervalle d'énergies choisi pour l'effectuer.

Des tests préliminaires ont été menés, consistant à simuler et reconstruire une source ponctuelle brillante. La simulation a été faite avec **gleam**, la reconstruction avec **XSPEC** en l'absence de fond. Ce test visait à répondre au premier point ci-dessus, donc plusieurs matrices de réponses ont été générées, pour deux indices spectraux différents : -1 et -2, et deux échantillonnages en énergie vraie : 40 et 80 intervalles logarithmiques entre 10 MeV et 1 GeV. Les résultats de ces tests montrent que l'échantillonnage en énergie vraie ne semble pas avoir d'influence, aucun des deux cas testés ne correspond encore à un échantillonnage assez fin sans doute. En revanche, le résultat change avec l'indice du spectre (-1 ou -2) simulé pour construire la matrice, et dans les deux cas des biais sont observés : respectivement un spectre trop mou (écart d'environ  $0,2 \pm 0,03$ ), ou un flux trop bas (de 20% environ, avec une incertitude statistique relative estimée à 2%). Les erreurs systématiques estimées dans le paragraphe précédent permettent sans doute de modérer l'importance de ces biais. Mais le fait qu'aucun des cas ne soit favorable illustre le second point ci-dessus : la matrice de réponse couvre l'intervalle d'énergie 10 MeV – 1 GeV, et a été construite à partir d'une simulation couvrant la même gamme en énergie. Étant donnée la redistribution irrégulière des événements d'énergie vraie supérieure à 500 MeV, il semble plus judicieux de prolonger la matrice de réponse, ou du moins la simulation dont elle est issue, jusqu'à au moins 10 GeV. Des essais supplémentaires permettront de déterminer le bon choix d'étendue du spectre, d'indice, et de finesse de l'échantillonnage.

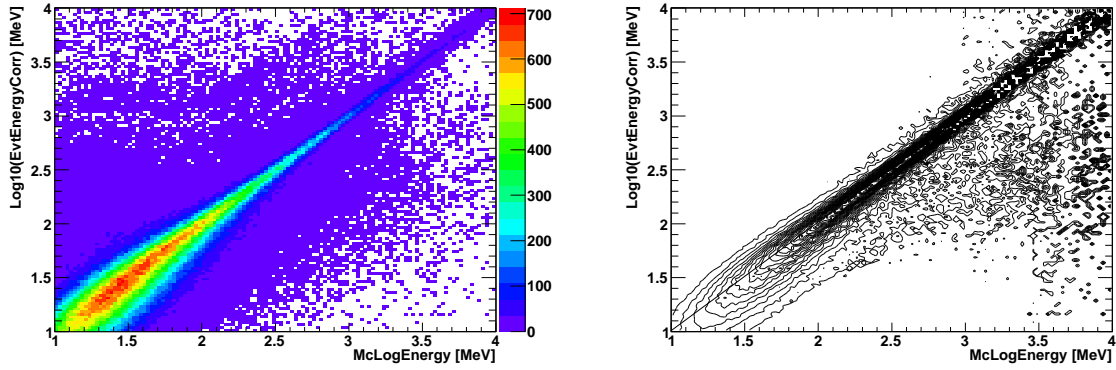


FIGURE 6.19 – Production d'une matrice de réponse carrée pour la reconstruction de GRB 080916C, comptant 120 intervalles logarithmiques d'énergie vraie entre 10 MeV et 10 GeV, à partir d'un spectre simulé en  $E^{-2}$ . **Gauche** : distribution des photons issus de la simulation. L'échelle verticale indique la statistique de photons dans chaque intervalle. **Droite** : matrice de réponse. Des lignes de niveau indiquent la forme irrégulière de la redistribution en énergie des photons. Valeurs de quelques éléments diagonaux : 200 cm<sup>2</sup> (30 MeV), 600 cm<sup>2</sup> à 100 MeV, 1200 cm<sup>2</sup> à 1 GeV, 2200 cm<sup>2</sup> entre 3 et 10 GeV.

## 6.5 Étude des sursauts $\gamma$

### 6.5.1 Courbes de lumière de sursauts $\gamma$

L'utilisation de la sélection LLE permet de retrouver la statistique de basse énergie des sursauts  $\gamma$  observés par *Fermi* et le LAT. La figure 6.20 montre les courbes de lumière de deux sursauts  $\gamma$ . Le très énergétique GRB 080916C était déjà bien étudié grâce aux observations usuelles. GRB 090227B, sursaut court au spectre dur, n'a pas été détecté dans les données usuelles du LAT du fait de sa forte inclinaison dans le champ de vue de l'instrument, mais est très significatif ici en utilisant la sélection LLE. Il en a été de même plus récemment pour GRB 100826A [79]. Ceci montre l'élargissement effectif du champ de vue de l'instrument avec cette sélection, et la possibilité d'observer l'émission dans le domaine du LAT de sursauts  $\gamma$  dont le signal n'est pas significatif dans les données usuelles.

La sélection spatiale définie d'après la PSF mesurée permet de réduire grandement la contribution du fond, tout en conservant la statistique offerte par la sélection LLE. Le facteur de qualité de la sélection résultante est environ 3 fois supérieur à celui de la sélection LLE basique. La réduction du niveau de fond permet de réduire les incertitudes induites par sa soustraction dans l'analyse spectrale. De nouvelles perspectives apparaissent également pour l'analyse des propriétés temporelles des émissions promptes de sursauts  $\gamma$  observés par le LAT : mesure de durée (déjà réalisée dans le travail en cours sur le premier catalogue LAT de sursauts  $\gamma$ ), structure de la courbe de lumière, variabilité.

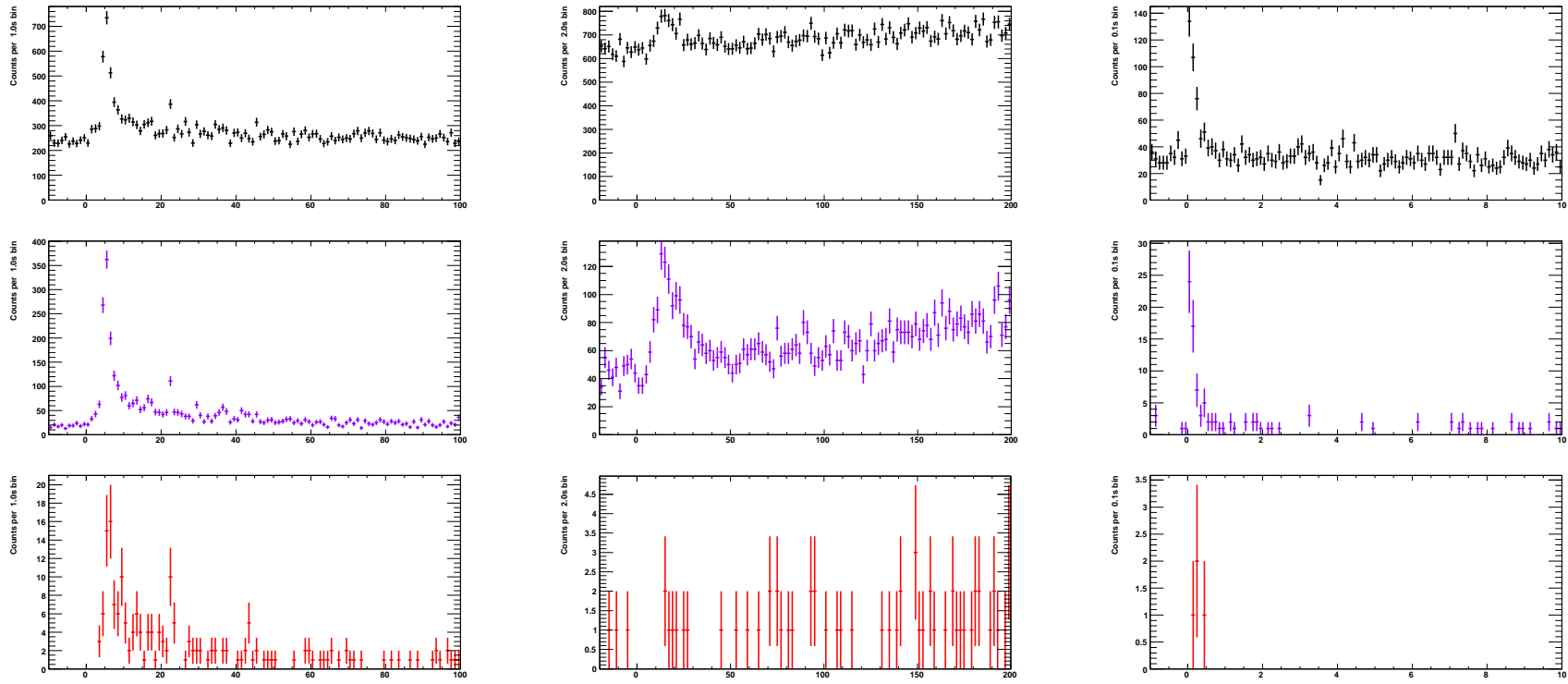


FIGURE 6.20 – Courbes de lumière de trois sursauts  $\gamma$ , de haut en bas : sélection LLE, sélection LLE et sélection spatiale basée sur le rayon contenant 68% de la PSF, sélection usuelle **transient** pour comparaison. **Gauche** : GRB 080916C, sursaut énergétique très nettement détecté dans les données usuelles du LAT, inclinaison  $50^\circ$ . **Milieu** : GRB 090328, sursaut long brillant ayant provoqué un repointé, détecté dans les données usuelles LAT grâce à son émission prolongée. **Droite** : GRB 090227B, sursaut court et dur, brillant d’après l’observation du GBM, non-détecté dans les données usuelles du LAT du fait de sa grande inclinaison :  $75^\circ$ .

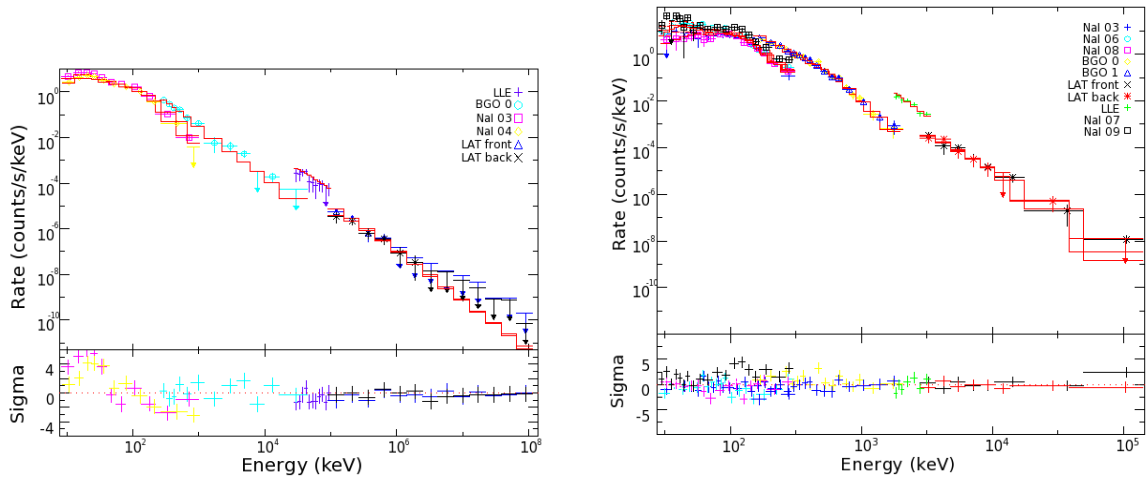


FIGURE 6.21 – Analyses préliminaires de sursauts  $\gamma$  utilisant les données LLE. **Gauche :** spectre de GRB 080916C, dans l'intervalle contenant le maximum de l'émission du LAT. Les données LLE ne sont pas utilisées pour l'ajustement, mais sont en bon accord avec le résultat de celui-ci. **Droite :** spectre intégré de GRB 090510. Les données LLE sont incluses à l'analyse spectrale et permettent d'améliorer la détection de la composante spectrale additionnelle ( $N_\sigma = 8,9$  au lieu de 5,6).

### 6.5.2 Analyses spectrales

La réanalyse complète des sursauts  $\gamma$  observés par le LAT a également débuté. La figure 6.21 montre des essais préliminaires particulièrement encourageants effectués par des collègues du groupe. La sélection spatiale n'était alors pas appliquée aux données ni aux réponses instrumentales. L'effet n'en serait probablement que de réduire le niveau du fond dans les données LLE utilisées pour ces analyses. Les données LLE comprises entre 30 et 100 MeV ont été utilisées ici. On constate que les données LLE n'induisent pas de biais significatif dans l'ajustement spectral usuel, et peuvent en plus aider à révéler de manière plus significative les caractéristiques spectrales de haute énergie, en offrant une contrainte supplémentaire dans leur gamme d'énergie.

#### Atténuation à haute énergie du spectre de GRB 090926A

GRB 090926A est le dernier sursaut  $\gamma$  très brillant observé par *Fermi* à ce jour, et en particulier à haute énergie par le LAT [60]. L'analyse de l'émission prompt a révélé une composante spectrale additionnelle en forme de loi de puissance, atténuée dans la gamme 100 MeV – 1 GeV.

J'ai effectué une nouvelle analyse de GRB 090926A (voir tab. 6.2 et figures 6.22 et 6.23). À titre de référence j'ai d'abord refait ces ajustements à l'aide des données GBM et LAT **transient** uniquement (sélections « GBM+LAT », voire « GBM » seul), puis en ajoutant les données LLE entre 30 et 100 MeV (sélections « GBM+LLE » ou « GBM+LLE+LAT »). Une statistique de Castor a été utilisée, et les modèles suivants appliqués successivement :

- « Band » : fonction de Band seule, d'amplitude  $A_{Band}$  ( $\text{ph.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}.\text{keV}^{-1}$ ), énergie au maximum du spectre de puissance  $E_{peak}$  (keV), et indices  $\alpha$  et  $\beta$ .

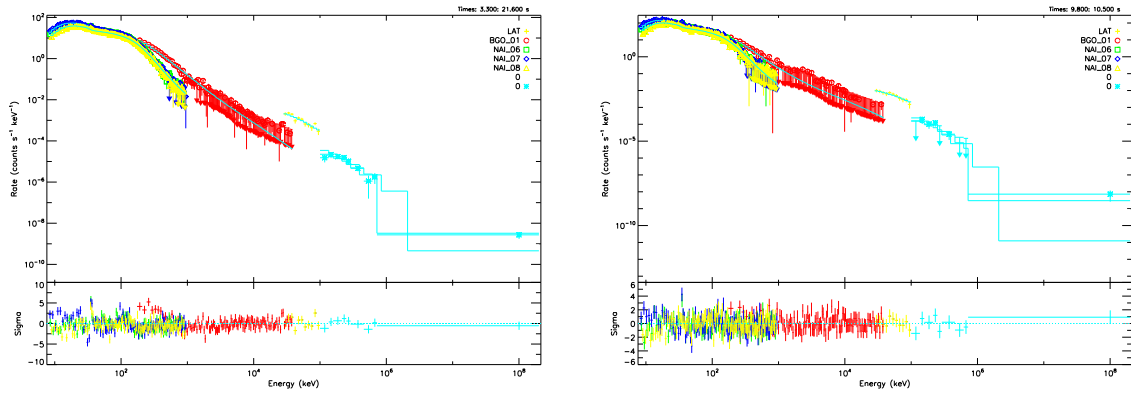


FIGURE 6.22 – Spectroscopie de l’émission prompt de GRB 090926A : spectres en coups, modèles, et résidus. **Gauche** : spectre moyenné, ajusté par la somme d’une fonction de Band et d’une loi de puissance atténuée exponentiellement. **Droite** : intervalle « c », ajusté par la somme d’une fonction de Band et d’une loi de puissance atténuée exponentiellement.

- « Band+PL » : somme d’une fonction de Band et d’une loi de puissance, d’amplitude  $A_{PL}$  ( $\text{ph.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}.\text{keV}^{-1}$ ) à l’énergie  $E_{piv}$  ici fixée à 1 MeV, et d’indice  $\gamma$ .
- « Band+cutPL » : somme d’une fonction de Band et d’une loi de puissance atténuée exponentiellement. L’atténuation a la forme d’un facteur :  $e^{-E/E_{fold}}$ , avec l’échelle d’atténuation  $E_{fold}$  en GeV.

La significativité de la composante additionnelle, puis de l’atténuation exponentielle sur cette composante, est estimée à l’aide d’un rapport de vraisemblance (différence des valeurs de statistique de Castor), d’un modèle au suivant. Les valeurs indiquées ( $N_\sigma$ ) ont été calculées en supposant que les TS suivent bien des distributions de  $\chi^2$  et peuvent donc être surestimées. En effet, l’étude menée dans [60] a montré des formes de distributions différentes et une étude basée sur de nombreuses simulations a été nécessaire. Je n’ai pas fait une telle étude dans cette nouvelle analyse. Enfin, les intervalles de temps sont ceux définis dans [60] d’après la structure de la courbe de lumière GBM : « a » (0,0 – 3,3 s), « b » (3,3 – 9,8 s), « c » (9,8 – 10,5 s), « d » (10,5 – 21,6 s).

Les résultats des analyses de référence sont compatibles avec ceux reportés dans l’étude publiée. L’ajout des données LLE a eu l’effet suivant :

- dans tous les cas, le résultat obtenu avec les données LLE est compatible avec la référence, et le spectre un peu mieux contraint (en particulier  $\beta$ , et  $\gamma$  dans le cas d’une composante additionnelle).
- dans le spectre moyen (intervalles « b, c, d »), la composante additionnelle et l’atténuation de haute énergie apparaissent un peu moins significatives que dans l’analyse de référence et l’échelle d’atténuation  $E_{fold}$  est moins bien contrainte. L’indice  $\beta$  de la fonction de Band est aussi plus dur que dans l’analyse de référence.
- dans les intervalles « a » et « b » où le signal est très faible dans le LAT (dans les sélection LLE et standard), aucune composante additionnelle n’a été trouvée. C’est surtout l’ajout des données LAT standard qui améliore l’ajustement dans ce cas (plus forte probabilité associée à la valeur de statistique de Castor).
- dans les intervalles « c » et « d », l’ajout des données LLE permet de mieux mettre en évidence l’atténuation à haute énergie.



Inter- valle	Données	Modèle	$A_{Band}$	$E_{peak}$ (keV)	$\alpha$	$\beta$	$A_{PL}$	$\gamma$	$E_{fold}$ (GeV)	C-stat/ndf (Prob.)	$\Delta$ C-stat	$N_\sigma$
b,c,d	GBM+LAT	Band	$0.163^{+0.002}_{-0.003}$	$279^{+4}_{-3}$	$-0.768^{+0.008}_{-0.008}$	$-2.29^{+0.01}_{-0.01}$				1250.9/584		
		Band+PL	$0.162^{+0.003}_{-0.002}$	$279 \pm 5$	$-0.68 \pm 0.02$	$-2.47^{+0.04}_{-0.05}$	$6 \pm 0.9$	$-1.80 \pm 0.02$		1202.6/582	48.3	6.6
		Band+cutPL	$0.159^{+0.001}_{-0.004}$	$284^{+9}_{-2}$	$-0.70^{+0.02}_{-0.05}$	$-2.56 \pm 0.02$	$8.1^{+0.9}_{-1.5}$	$-1.72^{+0.07}_{-0.02}$	$1.5^{+0.4}_{-0.5}$	1167.1/581	35.5	5.96
	GBM+LLE+LAT	Band	$0.163 \pm 0.002$	$279 \pm 3$	$-0.768 \pm 0.008$	$-2.283 \pm 0.008$				1274.7/595		
		Band+PL	$0.166^{+0.003}_{-0.002}$	$271 \pm 4$	$-0.66 \pm 0.02$	$-2.36 \pm 0.02$	$5.9 \pm 0.9$	$-1.83 \pm 0.02$		1237.9/593	36.8	5.73
		Band+cutPL	$0.163^{+0.001}_{-0.003}$	$274^{+4}_{-2}$	$-0.67^{+0.02}_{-0.007}$	$-2.411 \pm 0.007$	$8.1^{+1.9}_{-0.5}$	$-1.750^{+0.042}_{-0.007}$	$1.8^{+0.4}_{-1.1}$	1209.3/592	28.6	5.35
a	GBM	Band	$0.137 \pm 0.004$	$370^{+14}_{-13}$	$-0.48 \pm 0.03$	$-2.48^{+0.09}_{-0.12}$				591.12/484 (6e-4)		
	GBM+LLE		$0.133 \pm 0.003$	$387^{+12}_{-11}$	$-0.50 \pm 0.02$	$-2.71^{+0.07}_{-0.10}$				604.95/495 (5e-4)		
	GBM+LAT		$0.132^{+0.004}_{-0.003}$	$391^{+13}_{-12}$	$-0.51 \pm 0.02$	$-2.8^{+0.1}_{-0.2}$				599.77/584 (0.32)		
	GBM+LLE+LAT		$0.131 \pm 0.003$	$393^{+12}_{-11}$	$-0.51 \pm 0.02$	$-2.81^{+0.09}_{-0.12}$				609.37/595 (0.33)		
b	GBM+LAT	Band	$0.277 \pm 0.004$	$321 \pm 4$	$-0.62 \pm 0.01$	$-2.43 \pm 0.02$				974.09/584		
		Band+PL	$0.279 \pm 0.003$	$319 \pm 4$	$-0.61 \pm 0.01$	$-2.43 \pm 0.01$	$0.5 \pm 9$	$-4.6 \pm 4$		972.88/582	0.	0.
	GBM+LLE+LAT	Band	$0.278 \pm 0.004$	$319 \pm 4$	$-0.61 \pm 0.01$	$-2.41 \pm 0.01$				990.34/595		
		Band+PL	$0.279^{+0.002}_{-0.004}$	$318^{+5}_{-4}$	$-0.60 \pm 0.02$	$-2.42 \pm 0.02$	$0.8 \pm 1$	$-1.9^{+1}_{-0.9}$		989.91/593	0.	0.
c	GBM+LAT	Band	$0.32 \pm 0.01$	$226^{+11}_{-10}$	$-0.96 \pm 0.03$	$-2.13^{+0.02}_{-0.03}$				665.48/584		
		Band+PL	$0.35^{+0.03}_{-0.02}$	$211 \pm 11$	$-0.54 \pm 0.1$	$-2.55^{+0.1}_{-0.2}$	$5.1 \pm 0.7$	$-1.82 \pm 0.02$		638.62/582	28.86	4.81
		Band+cutPL	$0.32^{+0.03}_{-0.02}$	$215^{+10}_{-12}$	$-0.58^{+0.20}_{-0.09}$	$-3.1^{+0.4}_{-0.5}$	$8^{+2}_{-1}$	$-1.69^{+0.02}_{-0.04}$	$0.36^{+0.07}_{-0.13}$	610.48/581	28.13	5.30
	GBM+LLE+LAT	Band	$0.32^{+0.02}_{-0.01}$	$221^{+11}_{-10}$	$-0.96 \pm 0.03$	$-2.06 \pm 0.01$				685.30/595		
		Band+PL	$0.40^{+0.05}_{-0.04}$	$188^{+11}_{-10}$	$-0.44^{+0.2}_{-0.1}$	$-2.19^{+0.09}_{-0.18}$	$5.4^{+1.5}_{-1.7}$	$-1.82^{+0.04}_{-0.06}$		668.94/593	16.36	3.63
		Band+cutPL	$0.31^{+0.05}_{-0.01}$	$218^{+8}_{-17}$	$-0.63^{+1.01}_{-0.06}$	$-3.2^{+0.4}_{-1.0}$	$8.5^{+1.5}_{-0.5}$	$-1.68^{+0.02}_{-0.04}$	$0.31 \pm 0.08$	613.54/592	55.4	7.44
d	GBM+LAT	Band	$0.097 \pm 0.003$	$183 \pm 5$	$-0.88 \pm 0.02$	$-2.16 \pm 0.02$				793.94/584		
		Band+PL	$0.092 \pm 0.004$	$198^{+8}_{-7}$	$-0.76 \pm 0.06$	$-2.8^{+0.2}_{-0.3}$	$7 \pm 1$	$-1.79^{+0.03}_{-0.02}$		739.01/582	54.93	7.11
		Band+cutPL	$0.088^{+0.001}_{-0.003}$	$204^{+7}_{-4}$	$-0.829^{+0.05}_{-0.08}$	$-3.0^{+0.3}_{-0.3}$	$7^{+1}_{-2}$	$-1.72^{+0.07}_{-0.04}$	$2.1^{+1.0}_{-0.6}$	720.82/581	18.19	4.26
	GBM+LLE+LAT	Band	$0.097 \pm 0.003$	$184 \pm 5$	$-0.88 \pm 0.02$	$-2.16 \pm 0.01$				811.32/595		
		Band+PL	$0.097^{+0.005}_{-0.004}$	$188^{+7}_{-6}$	$-0.69 \pm 0.06$	$-2.6^{+0.1}_{-0.2}$	$8.6^{+1.0}_{-1.1}$	$-1.80 \pm 0.02$		764.39/593	46.93	6.53
		Band+cutPL	$0.094^{+0.001}_{-0.007}$	$193^{+14}_{-2}$	$-0.74^{+0.05}_{-0.07}$	$-2.68 \pm 0.05$	$8.9^{+1.5}_{-0.6}$	$-1.75^{+0.05}_{-0.02}$	$2.1^{+0.6}_{-1.0}$	742.45/592	21.93	4.68

TABLE 6.2 – Spectroscopie de l'émission prompte. **Haut** : spectre moyenné. **Bas** : intervalles de temps définis d'après la courbe de lumière GBM. L'énergie pivot de la loi de puissance additionnelle est fixée à 1 MeV. La significativité de chaque composante supplémentaire est indiquée : loi de puissance, atténuation exponentielle de celle-ci. Les incertitudes statistiques à 68% sont indiquées. Amplitudes  $A_{Band}$  en  $\text{ph.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}.\text{keV}^{-1}$ ,  $A_{PL}$  en  $10^{-5} \text{ ph.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}.\text{keV}^{-1}$ .

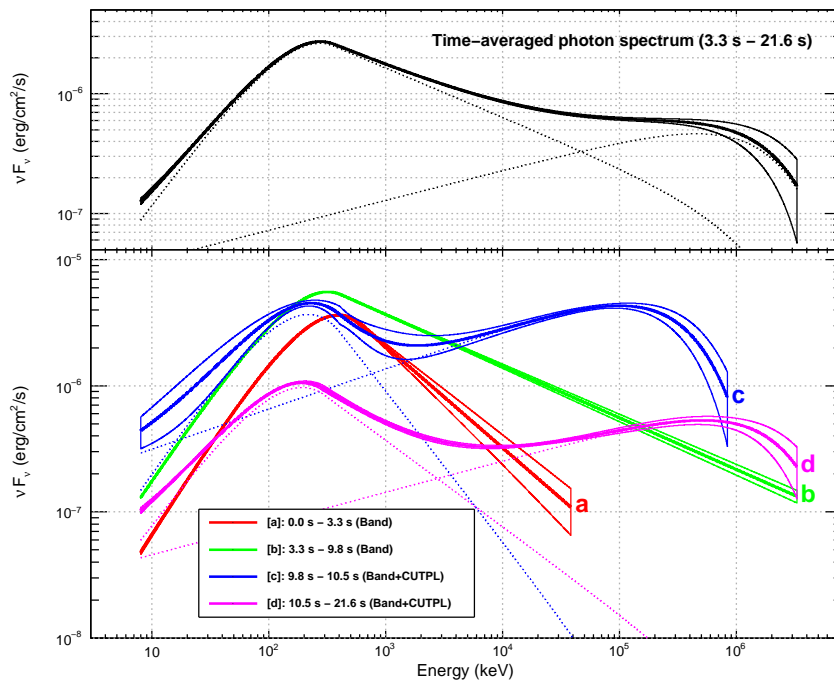


FIGURE 6.23 – Spectroscopie de l'émission prompt de GRB 090926A : spectres de puissance, et contours de confiance à 68%. **Haut** : spectre moyenné. **Bas** : spectres dans 4 intervalles de temps.

Intervalle	Données	$A_{Band}$ (ph.cm <sup>-2</sup> .s <sup>-1</sup> .keV <sup>-1</sup> )	$E_{peak}$ (keV)	$\alpha$	$\beta$
a1	GBM+LAT	$0.035 \pm 0.003$	$397 \pm 48$	$-0.52 \pm 0.08$	$-3.3 \pm 2$
	GBM+LLE+LAT	$0.036 \pm 0.003$	$380 \pm 44$	$-0.50 \pm 0.09$	$-2.75 \pm 0.45$
a2	GBM+LAT	$0.044 \pm 0.002$	$756 \pm 69$	$-0.67 \pm 0.04$	$-2.7 \pm 0.4$
	GBM+LLE+LAT	$0.045 \pm 0.002$	$741 \pm 64$	$-0.66 \pm 0.04$	$-2.86 \pm 0.22$
a3	GBM+LAT	$0.053 \pm 0.003$	$514 \pm 44$	$-0.69 \pm 0.04$	$-3.0 \pm 0.8$
	GBM+LLE+LAT	$0.052 \pm 0.002$	$532 \pm 44$	$-0.71 \pm 0.04$	$-3.26 \pm 1.0$
a4	GBM+LAT	$0.052 \pm 0.004$	$460 \pm 52$	$-0.55 \pm 0.07$	$-2.29 \pm 0.09$
	GBM+LLE+LAT	$0.052 \pm 0.004$	$474 \pm 51$	$-0.56 \pm 0.07$	$-2.45 \pm 0.07$

TABLE 6.3 – Spectroscopie de l'intervalle « a » de l'émission prompte de GRB 080916C : ajout des données LLE pour l'ajustement.

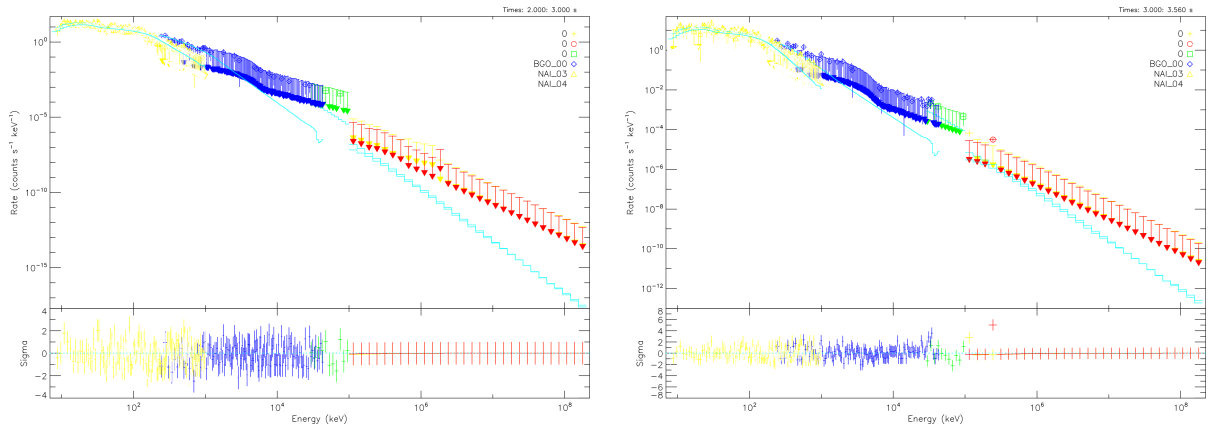


FIGURE 6.24 – Spectroscopie de l'émission prompte de GRB 080916C : spectre en coups, modèle ajusté et résidus. Les données GBM, LAT **transient** et LLE ont été ajustées par une fonction de Band. **Gauche** : intervalle « a3 ». **Droite** : intervalle « a4 ».

### Démarrage de l'émission prompte de GRB 080916C

J'ai effectué l'analyse présentée au § 5.3, p. 104, en ajoutant cette fois les données LLE entre 30 et 100 MeV. Le tableau 6.3 regroupe les résultats obtenus, en les comparant à ceux obtenus précédemment en utilisant les données GBM et LAT **transient**. Les résultats obtenus ici sont compatibles avec cette référence, avec une incertitude statistique plus faibles sur l'indice  $\beta$  de haute énergie (sauf intervalle « a3 »). Dans les intervalles « a2 » et « a4 » où les incertitudes sont faibles, on voit ainsi plus nettement l'effet de l'ajout des données de haute énergie sur l'ajustement (voir fig. 6.25 panneau du bas) : l'indice  $\beta$  mesuré est alors plus mou que dans la mesure basée sur les données GBM seules.

Comme dans l'analyse du § 104, aucune évolution spectrale significative n'est à noter dans la gamme du LAT. On peut cependant remarquer la faible contrainte de  $\beta$  dans l'intervalle « a3 » due au très faible signal au-delà d'1 MeV à ces dates (voir fig. 6.24), qui peut suggérer l'apparition d'une atténuation spectrale à quelques MeV dans cet intervalle. L'application de la sélection spatiale décrite précédemment permettrait d'affiner ces analyses.

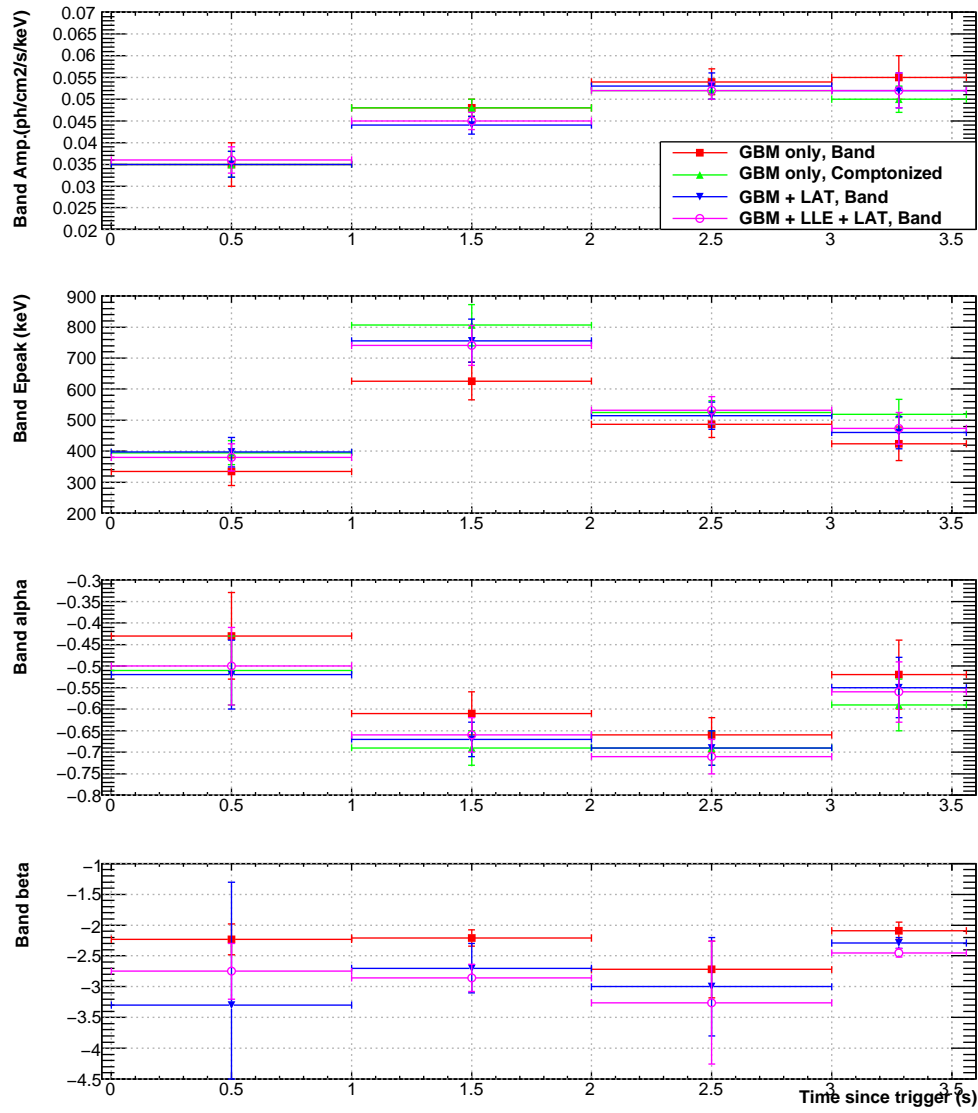


FIGURE 6.25 – Spectroscopie de l'intervalle « a » de l'émission prompt de GRB 080916C : évolution des paramètres spectraux. Identique à la figure 5.11, p. 106, où on a ajouté les valeurs ajustées sur les données GBM, LAT transient et LLE (cercles roses).

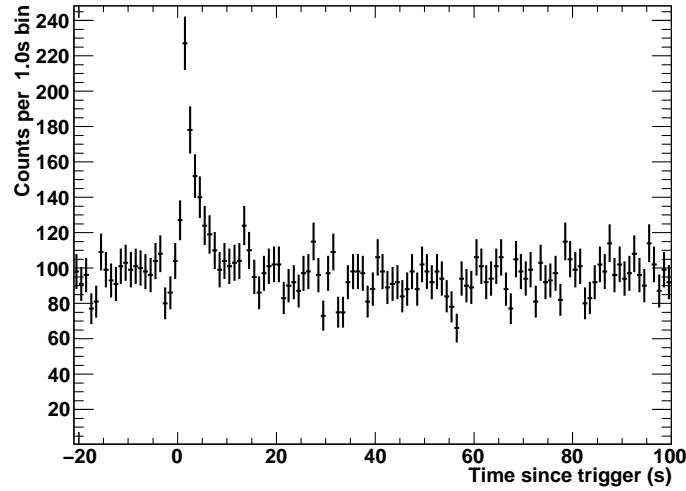


FIGURE 6.26 – Coube de lumière de GRB 100707A utilisant la sélection LLE adaptée aux très grandes inclinaisons.

### 6.5.3 Sources à grande inclinaison

Dans le cas de sources à grande inclinaison dans le champ de vue du LAT (au-delà de  $80^\circ$ ), il n’est pas possible de définir une sélection spatiale comme celle définie ci-dessus, ni d’effectuer des analyse spectrales. En effet, du fait de contraintes géométriques la reconstruction de l’énergie de ces événements est très perturbée, et encore mal comprise. Une étude plus précise de la diffusion dans le trajectographe de ces événements très inclinés dans le champ de vue semble nécessaire pour comprendre la reconstruction de leur énergie, mais il s’agit encore d’un travail très important, qui sort du cadre de cette thèse.

Cependant, il est possible d’observer ces événements en utilisant des sélections relâchées. En l’absence de sélection spatiale, l’ajout de critères éliminant les traces verticales permet de réduire sensiblement le niveau de fond. Ces critères consistent en fait à rejeter les événements qui pénètrent dans le calorimètre. Ces seules sélections, sans les critères LLE, ont d’ailleurs permis la détection de GRB 081215A [80], avant même que le travail présenté dans ce chapitre ne démarre. Ce sursaut très brillant a été observé par le GBM, et son inclinaison était de  $90^\circ$  par rapport à l’axe de visée du LAT. Plus récemment, GRB 100707A [81] ( $89^\circ$  d’inclinaison) a été observé dans des conditions semblables. Ceci constitue une extension extrême du champ de vue du LAT.

Le tracé, et éventuellement l’étude, des courbes de lumières de ces objets est aussi possible, même si le niveau de fond reste assez haut. La figure 6.26 montre l’exemple de GRB 100707A, dont le pic principal d’émission est vu aussi bien dans le GBM que dans le trajectographe du LAT.

## Conclusion et perspectives

On a vu que l'utilisation de la sélection LLE permet de retrouver l'émission, entre 30 et 100 MeV, des sursauts  $\gamma$  observés par *Fermi*, avec des performances pour l'acceptance, la reconstruction de l'énergie, et la reconstruction de la direction, très acceptables.

La validation des performances de l'instrument pour cette sélection est quasiment achevée. Il reste à comprendre comment combiner les erreurs systématiques mesurées auprès des différentes sources possibles. Il sera également utile de déterminer la manière optimale de combiner les différents jeux de données : en déterminant la plage d'énergie dans laquelle utiliser les données LLE, et s'il faut séparer les événements « front » et « back ». Enfin, une piste à explorer serait d'utiliser à la fois les données **transient** et les événements LLE ne passant pas la sélection **transient**, dans le but de figer la configuration qui offre la meilleure sensibilité spectrale.

La sélection LLE est la solution adoptée par le groupe « sursauts » de la collaboration LAT pour l'étude de l'émission prompt des sursauts  $\gamma$  dans le LAT à partir de 30 MeV (en combinaison avec les données usuelles), et une réanalyse complète a déjà commencé. Enfin, cette sélection est également utilisée pour l'analyse d'autres sources transitoires, notamment l'éruption solaire du 12 juin 2010, vue sous une trop grande inclinaison dans le champ de vue du LAT pour pouvoir être détectée dans les sélections usuelles.



# Chapitre 7

## Émissions prolongées et rémanentes des sursauts LAT

---

<b>7.1</b>	<b>Une propriété récurrente des sursauts détectés par le LAT</b>	<b>144</b>
<b>7.2</b>	<b>Analyse de l'émission de haute énergie de GRB 080825C</b>	<b>146</b>
7.2.1	Recherche d'émission prolongée	146
7.2.2	Limites supérieures fréquentistes et Bayésiennes	147
7.2.3	Indice de décroissance temporelle	150
<b>7.3</b>	<b>Observation conjointe <i>Swift</i>-LAT de l'émission prolongée de GRB 090510</b>	<b>153</b>
7.3.1	Observations	153
7.3.2	Construction de la courbe de lumière	153
7.3.3	Interprétations de l'observation multi-longueurs d'ondes	162
7.3.4	Analyse spectrale combinée des observations <i>Swift</i> et LAT dans l'hypothèse du choc avant seul	164

---

L'observation par *BATSE* et *EGRET* de GRB 940217 et GRB 941017 (voir § 1.2) a montré que l'émission de haute énergie (de l'ordre du GeV) peut être de plus longue durée qu'aux énergies de l'ordre du MeV. Qu'elle soit la continuation de l'émission prompte de moyenne énergie, ou associée à un mécanisme distinct, l'émission prolongée de haute énergie compte parmi les caractéristiques observationnelles que *Fermi* doit permettre de mieux étudier. La procédure de repointé automatique (ARR, voir § 3.1) a été mise au point dans ce but.

Ce chapitre présente des observations d'émissions prolongées de haute énergie par le LAT, leurs caractéristiques et la méthode utilisée pour les analyser. L'analyse de l'émission prolongée et rémanente de GRB 090510 est détaillée. Ce sursaut est le seul à ce jour à avoir été détecté conjointement par *Swift* et *Fermi*, ce qui a permis l'étude de son émission rémanente du domaine visible aux énergies du GeV (soit 9 ordres de grandeur en énergie).



Sursaut	$T_{90}$ GBM (s)	Durée LAT ( $N_\sigma > 5$ ) (s)	Indice spectral (LAT)	Indice temporel (LAT)
GRB 080916C <sup>1</sup>	66	1400	$-2,8 \pm 0,5$	$1,2 \pm 0,2$
GRB 090323	133	3200	$-2,1 \pm 0,2$	/
GRB 090328	58	8400	$-1,79 \pm 0,14$	$1,3 \pm 0,2$
GRB 090510	2,1	200	$-2,1 \pm 0,1$	$1,38 \pm 0,07$
GRB 090902B	25	1000	$-2,1 \pm 0,1$	$1,5 \pm 0,1$
GRB 090926A	21	4800	$-1,3 \pm 0,3$	$1,69 \pm 0,03$

TABLE 7.1 – Caractéristiques des émissions prolongées de haute énergie des sursauts observés par *Fermi* [61, 82, 50, 62, 60]. La durée est définie par les intervalles de temps dans lesquels les analyses spectrales sont réalisées lors de la recherche d’émission. La statistique de photons disponible est cumulée pour atteindre le seuil de détection ( $N_\sigma > 5$ ) quand c’est possible. L’indice spectral est celui du spectre différentiel :  $dN/dE \propto E^\gamma$  et l’indice temporel de décroissance est défini par :  $F_\nu \propto (t - t_{ref})^{-\alpha}$ .

1. Spectre mesuré dans la période  $T_0 + 200 - T_0 + 1400$  s [61]. Pour la période  $T_0 + 100 - T_0 + 1400$  s j’ai obtenu un indice moyen de  $-2,3 \pm 0,2$ , compatible avec le résultat porté dans le tableau.

## 7.1 Une propriété récurrente des sursauts détectés par le LAT

Parmi les 514 sursauts détectés par *Fermi* dans ses premiers deux ans d’opérations, 18 montrent une émission significative dans le LAT au-dessus de 100 MeV. Pour les quelques sursauts les plus brillants, l’émission à ces énergies s’étend bien au-delà de l’épisode principal observé par le GBM (voir tab. 7.1). Les émissions prolongées observées pour les différents sursauts présentent des similitudes (voir fig. 7.1). Leur spectre a la forme d’une loi de puissance, d’indice proche de -2 et sans évolution significative. Le flux décroît comme une loi de puissance en fonction du temps, d’indice proche de -1,5. Cette émission se distingue assez nettement de l’émission prompte de haute énergie, qui présente une forte variabilité temporelle et spectrale. On peut aussi noter que cette émission prolongée est observée aussi bien pour des sursauts courts que pour des sursauts longs.

Les sursauts brillants observés par le LAT ont donné lieu à des demandes de repointé soumises à *Swift* (« ToO » pour « Target of Opportunity »), 9 d’entre eux ont été suivis par le télescope spatial. Les émissions rémanentes de 8 des sursauts détectés par le GBM et le LAT ont pu être observées en rayons X par *Swift*/XRT, 7 dans le domaine visible par *Swift*/UVOT. Des localisations plus précises déduites de ces observations ont permis le suivi des sursauts par des télescopes optique et infra-rouge au sol. Ces observations permettent la détermination du redshift du sursaut, indispensable au travail de modélisation. Elles permettent aussi, mais avec de fortes incertitudes, la mesure de l’angle d’ouverture du jet, et l’identification et l’étude de la galaxie hôte de la source si celle-ci n’est pas trop lointaine ( $z < 2$ ). Les rémanences observées se placent parmi les plus brillantes observées dans les domaines X et visible [83, 84].

Un cas particulier est celui de GRB 090510. La détection simultanée de ce sursaut par *Fermi* et *Swift* a permis l’observation et l’étude de son émission prolongée du domaine visible aux rayons  $\gamma$  du GeV (voir § 7.3).

L’observation par le LAT de ces émissions prolongées a été favorisée par la mise en

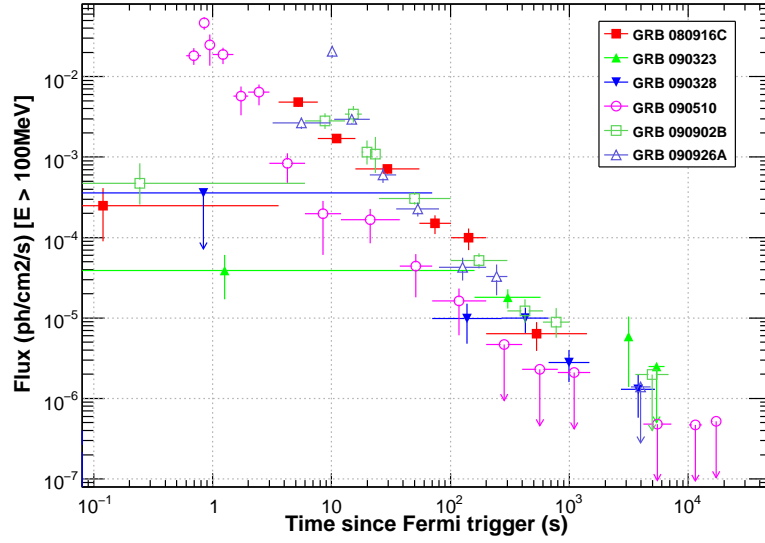


FIGURE 7.1 – Courbes de lumière au-dessus de 100 MeV des sursauts LAT montrant une émission prolongée de haute énergie. Les incertitudes à 68% de confiance sur le flux sont indiquées pour les intervalles de  $TS > 25$ , les limites supérieures à 90% de confiance sinon.

place des manœuvres de repointé (ARR). Les deux premiers sursauts pour lesquels cette fonctionnalité a été mise à profit sont GRB 090323 et GRB 090328. Dans ces deux cas, l’observatoire a repointé après la détection par le GBM d’un sursaut brillant [85, 86], et démarré un suivi de 5 heures. Une émission prolongée de haute énergie a été détectée d’abord par l’algorithme au sol de recherche de sources transitoires, sur une carte d’exposition de 6 heures (voir § 2.2), avant d’être confirmée par l’analyse manuelle.

Les émissions de haute énergie de ces sursauts ont de particulier que la statistique fournie par leur émission prompt dans les données standard du LAT au-dessus de 100 MeV ne permet pas d’améliorer l’analyse spectrale menée avec les données GBM. L’émission prompt de GRB 090328 n’est d’ailleurs pas significative avec la sélection standard (une analyse combinant les données du GBM et les données LLE du LAT est prévue). Les conditions d’observation de GRB 090323 n’étaient pas idéales, la ROI étant rapidement et souvent occultée par la Terre, cependant une émission significative a été observée jusqu’à  $T_0 + 3200$  s. L’émission prolongée de GRB 090328 est observée continuellement pendant 8400 s [82](en préparation).

Les rémanences brillantes de ces deux sursauts ont été observées du domaine radio aux rayons X (entre autres : *Swift* [87, 88], GROND [89, 90], Gemini-South [91, 92], VLT/FORS1 [83], VLA [93, 94]). Ce suivi observationnel a permis de raffiner les localisations des deux sursauts, déterminer leurs redshifts, et poser une limite sur l’angle d’ouverture du jet et donc sur l’énergie rayonnée par le sursaut (voir tab. 3 de [83]). La galaxie hôte de GRB 090328 (le plus proche des deux) a pu être identifiée, et s’est révélée typique des galaxies hôtes de sursauts longs (magnitude et taux de formation d’étoiles estimé) [83].

On peut se demander si la différence de durées entre l’émission de haute énergie et la gamme du MeV n’est pas simplement due aux sensibilités des deux instruments dans leurs gammes d’énergie respectives. En effet, le flux estimé dans la gamme d’énergie du

GBM par prolongement du spectre LAT étant de 2 ou 3 ordres de grandeur supérieur à la sensibilité du GBM, on peut supposer qu'il y a un changement d'indice spectral entre 1 et 100 MeV. Dans le cas de GRB 090510 ce changement d'indice a été mis en évidence par l'analyse combinée des observations *Swift* et LAT (voir § 7.3).

## 7.2 Analyse de l'émission de haute énergie de GRB 080825C

### 7.2.1 Recherche d'émission prolongée

La méthode présentée ici est inspirée de la recherche d'émission prolongée de GRB 080916C [61], et a été développée sur le cas de GRB 080825C. L'étude complète de ce sursaut [57] a servi de base et d'exemple à l'analyse des autres sursauts. Plus tard, cette méthodologie pour la recherche et l'analyse d'émissions prolongées a été raffinée en fonction des besoins : par exemple par l'utilisation de l'outil BKGE (voir § 2.2.4) pour une meilleure modélisation du fond résiduel.

GRB 080825C est le premier sursaut détecté par les deux instruments de *Fermi*, et l'émission observée par le GBM a une durée de  $T_{90} = 26,5$  s (avec une détection marginale jusqu'à 35 s,  $N_\sigma > 3,6$ ) après la date  $T_0$  de la détection. L'émission observée au-delà de 100 MeV dans le même intervalle est significative. Nous avons recherché un signal de haute énergie après 35 s. Le sursaut est resté dans le champ de vue du LAT pendant environ 1500 s, avant d'être occulté par la Terre. Deux autres plages d'observation ont pu être utilisées :  $T_0 + 5200$  s –  $T_0 + 6800$  s et  $T_0 + 10800$  s –  $T_0 + 13200$  s, pendant lesquelles la région d'intérêt (ROI) n'était pas contaminée par la contribution de l'atmosphère terrestre. La première plage a été découpée en intervalles de durée croissant exponentiellement, afin de conserver un nombre de photons à peu près constant. Par analogie avec les émissions rémanentes observées aux basses énergies, on s'attend en effet à ce que le flux décroisse comme une loi de puissance en fonction du temps. Les dates et dénominations définissant ces intervalles sont indiquées dans le tableau 7.2.

Dans chaque intervalle de temps, une analyse spectrale a été effectuée, basée sur les événements de classe **diffuse** (sélection adaptée à l'étude des sources faibles) d'énergies supérieures à 100 MeV à l'intérieur d'une ROI de  $10^\circ$  de rayon centrée sur la meilleure localisation du sursaut (localisation LAT, voir § 3.2.2). Une méthode de maximum de vraisemblance a été utilisée, en considérant les événements individuellement étant donné leur faible nombre (voir § 4.1.2 et tab. 7.2 pour les nombres de photons).

Le modèle de fond comprend deux composantes diffuses : galactique et isotrope (spectre en loi de puissance), et deux blazars brillants situés dans la région source : MID 0488 et MID 0490 [32]. Une analyse préliminaire, basée sur des observations de cette ROI couvrant toute la période de « L&EO » (voir § 2.2), a permis de déterminer les normalisations de toutes ces sources ainsi que l'indice spectral du fond isotrope. Bien que le sursaut se trouvait à haute latitude ( $b = 27,9^\circ$ ) et que les deux normalisations des composantes diffuses aient été très corrélées, il était nécessaire de conserver la composante galactique dans le modèle pour bien reproduire les données (voir fig. 7.2). Dans les analyses suivantes, la seule normalisation du fond isotrope (composante prépondérante) a été laissée libre de varier, à l'intérieur de l'intervalle d'incertitude issu de l'étude préliminaire. Bien que les blazars sont habituellement des sources variables, leur flux a été fixé aux valeurs définies

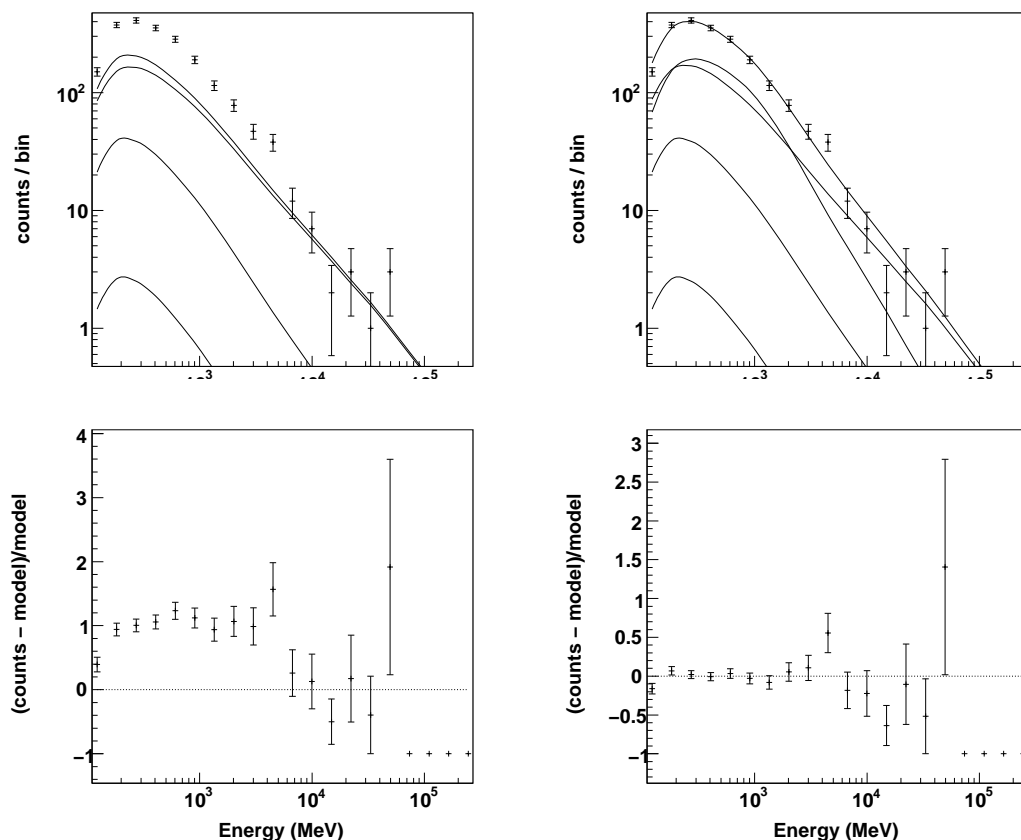


FIGURE 7.2 – Ajustement des composantes de fond pour la recherche d'émission prolongée de GRB 080825C. **Gauche** : composante diffuse isotrope et deux blazars proches. **Droite** : tenant aussi compte d'une composante diffuse galactique.

précédemment car leur contribution à l'émission dans la ROI est finalement très faible pour les périodes considérées. Le faible nombre de photons disponibles rend impossible la détermination des composantes de fond d'après les observations étudiées. Or la signification de détection de la source ponctuelle est déterminée dans chaque intervalle par un rapport de vraisemblance. Donc les valeurs des normalisations des composantes de fond peuvent influencer sur le TS de la source recherchée, même sans modifier les paramètres spectraux estimés. En utilisant la sélection *diffuse*, on s'assure que le fond chargé résiduel est très faible, donc l'utilisation d'observation antérieures faites dans des conditions de pointé différentes ne pose pas de problème.

Dans le cas présent, le TS était quasi-nul dans tous les intervalles étudiés, indiquant l'absence d'une émission prolongée de haute énergie en provenance de GRB 080825C au-delà de 35 s. J'ai alors calculé une limite supérieure sur le flux de la source en suivant deux méthodes basées sur le profil de la fonction de vraisemblance.

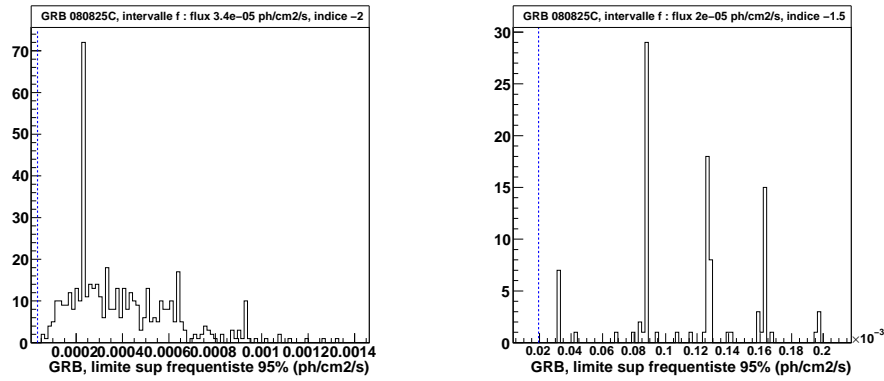


FIGURE 7.3 – Distributions de limites supérieures fréquentistes à 95% de confiance. **Mi-lieu** : 500 simulations de l'intervalle « f », avec un indice spectral -2 et un flux vrai  $3,4 \times 10^{-5} \text{ph.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$ . **Droite** : 100 simulations de l'intervalle « f », avec un indice spectral -1,5 et un flux vrai  $2 \times 10^{-5} \text{ph.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$ . Le flux vrai est indiqué par un trait pointillé bleu (quand il peut apparaître sur l'échelle).

## 7.2.2 Limites supérieures fréquentistes et Bayésiennes

La méthode fréquentiste basée sur le profil de vraisemblance fait l'hypothèse de la forme gaussienne de celui-ci [55]. Dans le cas présent, à cause du faible nombre d'événements considérés, cette approximation est discutable. Donc la limite supérieure calculée par cette méthode peut ne pas être correcte, ou son niveau de confiance ne pas être celui attendu.

Pour vérifier cela, j'ai réalisé des simulations pour les intervalles « f » et « g », incluant le fond déterminé par l'étude préliminaire. Une source ponctuelle a été ajoutée dans l'intervalle « f » de TS non nul, le flux étant celui obtenu par l'étude précédente. Dans l'intervalle « g », une source ponctuelle de flux faible non nul ( $10^{-10} \text{ph.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$  au-dessus de 100 MeV) a été incluse. L'analyse spectrale a été faite suivant la méthode décrite précédemment dans chaque intervalle et pour chaque réalisation, et une limite supérieure fréquentiste à 95% de niveau de confiance calculée. Deux possibilités ont été envisagées : une loi de puissance d'indice -2 (proche de l'indice spectral mesuré à la fin de l'émission prompte) ou d'indice -1,5 (dans l'hypothèse de l'arrivée tardive d'une composante additionnelle plus dure — non détectée).

On vérifie alors la pertinence de la limite supérieure en comparant la distribution des limites ainsi calculées (pour toutes les réalisations d'un même intervalle) au flux vrai injecté. La limite calculée a bien un niveau de confiance de 95% si et seulement si 5% exactement des limites calculées sont plus faibles que le flux vrai. Si le flux vrai est très inférieur à la sensibilité de l'instrument, cela ne fonctionne évidemment pas. C'est pourquoi une source ponctuelle très faible a été incluse aux simulations de l'intervalle « g ». Dans les deux intervalles « f » et « g », on constate que 100% des limites supérieures fréquentistes (calculées pour les diverses simulations) sont supérieures aux flux vrais correspondants (voir fig. 7.3) et que cette méthode de calcul de limite supérieure n'est pas adaptée. Par la suite, j'ai donc utilisé une méthode Bayésienne pour calculer des limites supérieures dans les cas où le nombre d'événements observés est faible.

Dans chaque intervalle de  $\text{TS} < 25$ , j'ai appliqué une méthode Bayésienne, en at-

Dates (s après $T_0$ )	Indice spectral	Flux >100 MeV (ph.cm <sup>-2</sup> .s <sup>-1</sup> )	TS	$N_{ph}$ (obs.)	$N_{ph}$ (GRB)	Lim. sup. 95% (10 <sup>-6</sup> ph.cm <sup>-2</sup> .s <sup>-1</sup> )
a : 0 – 2,69	-2,54	$1 \times 10^{-7}$	0	0	$< 10^{-3}$	1750
c : 4,74 – 12,93	-2,62	$4 \times 10^{-7}$	0	0	$< 10^{-3}$	610
f : 35,5 – 100	-2 / -1,5	$3,4^{+5,0}_{-2,6} / 2,0^{+3,3}_{-1,7} \times 10^{-5}$	3,4 / 1,9	1	0,9 / 0,8	170 / 110
g : 100 – 350	-2 / -1,5	$< 10^{-10}$	0	1	$< 10^{-3}$	14 / 9,1
h : 350 – 1500	-2 / -1,5	$< 10^{-10}$	0	11	$< 10^{-3}$	2,7 / 1,5
i : 5200 – 6800	-2 / -1,5	$< 10^{-10}$	0	23	$< 10^{-3}$	1,2 / 0,79
j : 10800 – 13200	-2 / -1,5	$< 10^{-10}$	0	13	$< 10^{-3}$	1,1 / 0,75

TABLE 7.2 – Analyse spectrale des intervalles avec TS < 25 de GRB 080825C : définition des intervalles, flux de photons calculé, TS, nombre total de photons observés, nombre de photons attribués au sursaut dans l'analyse, limites supérieures sur le flux.

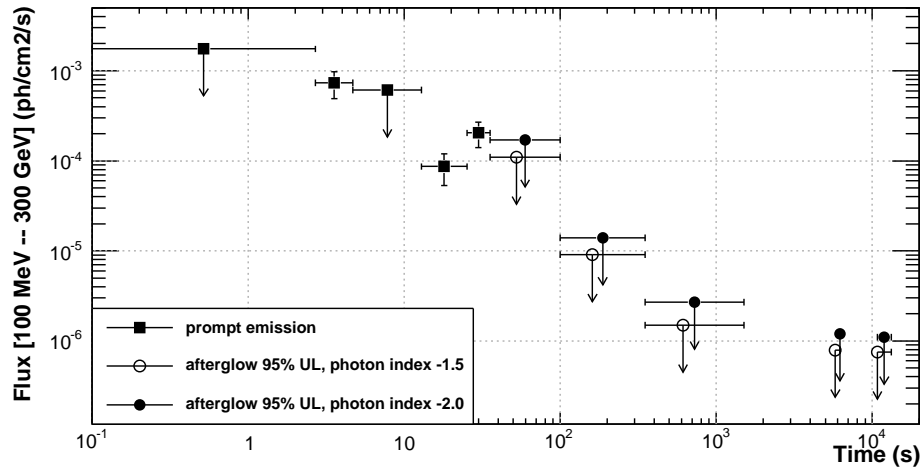


FIGURE 7.4 – Courbe de lumière de GRB 080825C. Les incertitudes à 68% de confiance sont indiquées dans les intervalles de TS>25, les limites supérieures à 95% de confiance sinon.

tribuant comme « prior » un poids identique non nul à toutes les valeurs positives de flux, et un poids nul aux valeurs négatives non-physiques, inspirée de [56]. Deux intervalles de l'émission prompt ne présentaient pas une émission significative au-delà de 100 MeV. La même méthode a donc été appliquée à ces intervalles en plus de ceux de l'émission prolongée. La figure 7.4 et le tableau 7.2 regroupent les résultats obtenus.

Le profil de la fonction de vraisemblance peut être construit à partir de nombreuses simulations, où à partir des seules données d'observations et d'ajustement spectraux multiples. Ici je me suis basée sur les seules données d'observations dans chaque intervalle. La figure 7.5 montre des exemples de profils. Ceux-ci ne sont ni gaussiens ni symétriques, et dans les intervalles à TS nul le profil est maximal à un flux nul (en fait à un flux négatif, non-physique, d'après la courbure du profil). Ceci illustre bien l'impossibilité de déterminer une limite supérieure par une méthode fréquentiste dans ces cas.

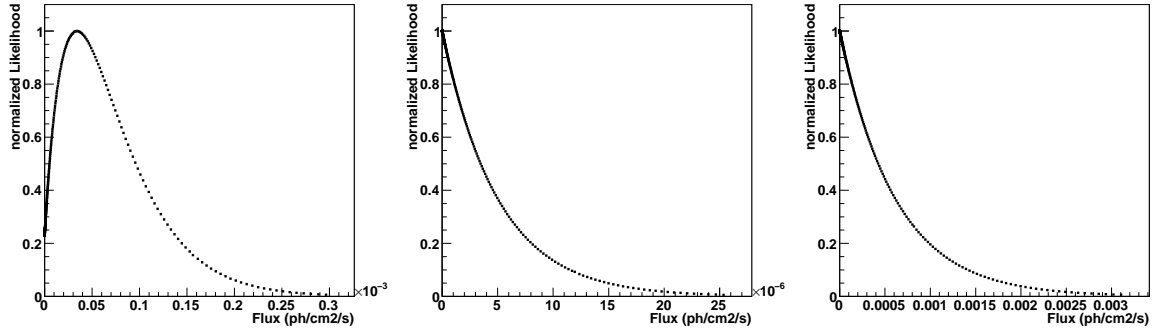


FIGURE 7.5 – Fonction de vraisemblance (normalisée) en fonction du flux photon intégré, à indice spectral fixe. **De gauche à droite** : intervalles « f » (indice spectral -2), « g » (indice spectral -2) et « a » (indice spectral -2,54) de GRB 080825C.

### 7.2.3 Indice de décroissance temporelle

La limite supérieure de flux observé décroît avec le temps, à mesure que la durée d'exposition augmente. Puisque la courbe de lumière ne montre qu'un intervalle à  $TS > 25$  après la fin de l'émission prompte, on doit faire l'hypothèse d'une forme. L'hypothèse la plus simple (et raisonnable) est celle d'une loi de puissance :  $(t - t_{ref})^{-\alpha}$ . La valeur de  $\alpha$  peut être contrainte par un ajustement des points de dates postérieures à  $T_0 + 26,5$  s. La date du début de l'émission vue dans le GBM est un choix raisonnable pour  $t_{ref}$ . Les deux courbes de lumière (indice spectral -2 ou -1,5) ont été ajustées par une droite dans l'espace logarithmique, avec une méthode de  $\chi^2$ . Dans les intervalles de TS nul, la valeur centrale du flux a été fixée à une valeur arbitraire ( $10^{-8}$  ou  $10^{-10}$  ph.cm $^{-2}$ .s $^{-1}$  mais le résultat suivant reste inchangé), inférieure à la sensibilité instrumentale correspondant à ces durées d'observation. L'incertitude du flux dans les intervalles de  $TS < 25$  est donnée par la limite supérieure fréquentiste à 84% de confiance pour la borne haute (pour être compatible avec la définition des intervalles de confiance à 68% définis dans l'intervalle de  $TS > 25$ ) et par une valeur arbitrairement basse ( $10^{-12}$  ou  $10^{-14}$  ph.cm $^{-2}$ .s $^{-1}$ , mais le résultat de l'ajustement ne change pas avec cette valeur arbitraire) pour la borne basse (voir tab. 7.3 pour les détails).

Dans ce cas, les flux observés étaient très faibles, et les valeurs des limites supérieures sont autant dues à l'évolution de la sensibilité de l'instrument avec la durée d'exposition qu'à la décroissance physique de l'émission. L'indice temporel ainsi déterminé n'a pas grande signification car il décrit une décroissance plus rapide que celle de la sensibilité instrumentale. Cette valeur n'est donc pas utilisable pour l'interprétation théorique de l'observation, mais une limite supérieure de l'indice temporel permet de contraindre le modèle utilisé de manière conservative. Cette limite a été obtenue par la méthode fréquentiste du profil de  $\chi^2$  (voir [55] et fig. 7.6). Cette méthode s'applique bien ici car les profils de  $\chi^2$  obtenus sont bien paraboliques au voisinage de la valeur estimée de l'indice temporel. Au final, les valeurs de limite supérieures conservées sont :  $\alpha_{95} = 1,77$  (indice spectral -2) et  $\alpha_{95} = 2,08$  (indice spectral -1,5).

Intervalle	Indice spectral	Lim. sup. 84% ( $10^{-8}$ ph.cm $^{-2}$ .s $^{-1}$ )
f	-2 / -1,5	3,8 / $2,5 \times 10^3$
g	-2 / -1,5	57 / 36
h	-2 / -1,5	21 / 7,0
i	-2 / -1,5	5,0 / 3,1
j	-2 / -1,5	4,5 / 2,9

Lim. inf flux (ph.cm $^{-2}$ .s $^{-1}$ )	Indice spectral	Indice temporel ajusté	Lim. sup. 95% ind. temp.
$1 \times 10^{-12}$	-2 / -1,5	$2,8 \pm 0,7$ / $2,9 \pm 0,6$	1,7 / 2,0
$1 \times 10^{-14}$	-2 / -1,5	$3,0 \pm 0,9$ / $3,2 \pm 1,1$	1,77 / 2,08

TABLE 7.3 – Détails de l'analyse temporelle de l'émission prolongée de GRB 080825C. **Haut** : bornes supérieures des incertitudes sur le flux dans les intervalles de  $TS < 25$ . **Bas** : Bornes inférieures des incertitudes sur le flux dans les intervalles de  $TS < 25$ , et résultats de l'ajustement temporel. La limite supérieure sur l'indice temporel a été déterminé par une méthode fréquentiste de profil de  $\chi^2$ .

Dans [57] cette émission prolongée est interprétée dans le cadre du modèle de la « boule de feu » (voir Chapitre 5). Dans le cas où l'émission est issue du choc retour, le flux peut décroître rapidement, ce qui est compatible avec l'indice temporel mesuré ici :  $\alpha < 1,77$ . Dans le cas d'un rayonnement SSC issu du choc avant, l'indice temporel de l'émission dépend du spectre initial de la population d'électrons (indice  $p$ ) et du régime dans lequel ils se trouvent. La décroissance observée implique une distribution d'électrons au spectre très mou ( $p \sim 2,6$  à  $2,7$ ) et dans un régime où leur ralentissement est le plus efficace. Et encore, les deux ne sont que marginalement compatibles. L'interprétation de l'émission observée par un mécanisme SSC produit par le choc avant semble donc peu probable.



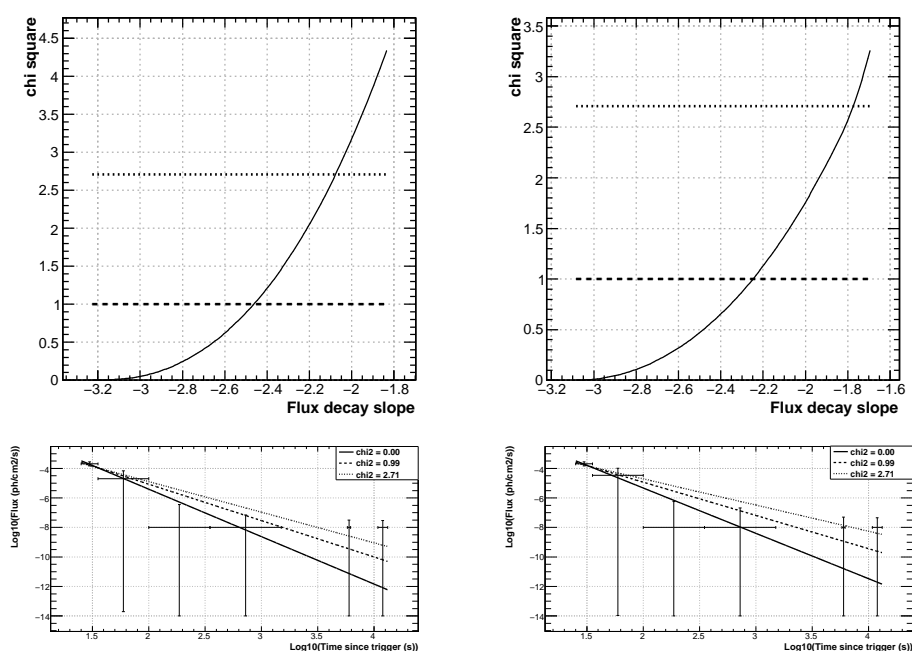


FIGURE 7.6 – **Haut** : Profils de  $\chi^2$  de l'ajustement temporel de l'émission prolongée (non-détectée) de GRB 080825C, en fonction de l'indice temporel (la normalisation est laissée libre pour chaque ajustement). gauche : indice spectral -1,5, droite : indice spectral -2. **Bas** : Représentation des lois de décroissance du flux observé correspondant à différentes valeurs de l'indice temporel : meilleure estimation, limites supérieures à 68% et 95% de confiance.

## 7.3 Observation conjointe *Swift*-LAT de l'émission prolongée de GRB 090510

### 7.3.1 Observations

GRB 090510 est un cas très intéressant d'étude d'émission prolongée de haute énergie. En effet, à ce jour c'est le seul sursaut détecté conjointement par *Swift* et *Fermi*. Ce sursaut court et brillant a déclenché les algorithmes de bord du GBM [95] et (pour la première fois) du LAT [96] à 00 : 22 : 59,97 TU le 10 mai 2009, et celui de *Swift*/BAT à 00 : 23 : 00,45 TU [97]. Les deux observatoires ont rapidement repointé en direction du sursaut, entraînant un suivi de 5 heures dans le domaine  $\gamma$  et de 2 jours environ dans les domaines optique et X. C'est ainsi que nous avons pu étudier et interpréter l'émission de ce sursaut du domaine visible à quelques GeV, en collaboration avec l'équipe du MSSL<sup>1</sup> qui étudiait l'observation faite par *Swift* [50]<sup>2</sup>.

D'autres télescopes ont aussi détecté l'émission prompte (AGILE [98], Integral-SPI et Suzaku-WAM [99]) ou rémanente (NOT [100], GROND [101], FORS2/VLT [102], VLA [103]) de GRB 090510.

L'émission rémanente de ce sursaut était parmi les plus brillantes observées pour des sursauts courts. Le suivi par *Swift* a fourni la première localisation très précise de GRB 090510 :  $\alpha = 333,55227^\circ$ ,  $\delta = -26,5827^\circ$ ,  $\text{err} = 1.4''$  (incertitude statistique à 90%) [104], soit loin hors du plan galactique ( $l = 7,78^\circ$ ,  $b = -66,50^\circ$ ). L'observation par des télescopes optiques et IR au sol a permis la mesure du redshift de la source ( $z = 0,903 \pm 0,003$ , VLT [102]), et l'identification de sa galaxie hôte. L'étude spectrale de celle-ci révèle les caractéristiques d'une galaxie elliptique [83].

### 7.3.2 Construction de la courbe de lumière

La méthode utilisée pour construire la courbe de lumière est la même qu'au § 7.2. La recherche et l'étude de l'émission prolongée démarre à la fin de l'émission significative observée dans le domaine du GBM, soit 0,9 s (resp. 0,38 s) après la date de la détection par *Fermi* (resp. *Swift*/BAT).

### Analyse spectrale et limites supérieures

Une ROI de  $10^\circ$  de rayon autour de la position fournie par *Swift*/XRT a été considérée. Celle-ci est occultée par la Terre 1500 s après la détection et réapparaît dans les orbites suivantes. Le modèle de fond utilisé pour l'analyse spectrale comprend une composante diffuse isotrope (la composante galactique ne s'est pas révélée nécessaire) et un blazar proche brillant, PKS 2155-304 [32, 44]. Les normalisations des deux composantes et l'indice de la composante isotrope ont été ajustées d'après des observations de la ROI couvrant trois semaines avant la date du sursaut, du 5 mars 2009 au 23 mars 2009. Comme pour l'étude de GRB 080825C, c'est la normalisation de la composante isotrope qui a été laissée libre de varier (dans la plage des incertitudes autorisées par l'analyse préliminaire du fond)

---

1. Mullard Space Science Laboratory, University College London

2. En tant qu'auteur de contact pour le LAT, j'ai coordonné l'analyse LAT, participé à l'analyse conjointe des données *Swift* et LAT et co-écrit l'article, le tout en lien avec l'équipe du MSSL et K. Toma, responsable de l'interprétation théorique.

---

Dates (s après $T_0$ )	TS	Indice spectral	Flux > 100 MeV (ph.cm <sup>-2</sup> .s <sup>-1</sup> )	$N_{ph}$ (obs.)	$N_{ph}$ (GRB)
0,38 – 200	1107	-2,11 $^{+0,10}_{-0,11}$	1,46 $^{+0,18}_{-0,17} \times 10^{-4}$	90	88,68
1 : 0,38 – 0,48	208,2	-1,85 $^{+0,30}_{-0,26}$	2,49 $^{+1,13}_{-0,84} \times 10^{-2}$	8	7,99
2 : 0,48 – 0,92	541,8	-2,20 $^{+0,22}_{-0,20}$	1,89 $^{+0,46}_{-0,39} \times 10^{-2}$	25	24,99
3 : 0,92 – 1,5	192,1	-1,93 $^{+0,30}_{-0,26}$	5,7 $^{+2,4}_{-1,8} \times 10^{-3}$	9	9,0
4 : 1,5 – 2,5	301,7	-2,41 $^{+0,31}_{-0,28}$	6,4 $^{+2,0}_{-1,6} \times 10^{-3}$	16	15,99
5 : 2,5 – 5,5	163,0	-1,76 $^{+0,26}_{-0,22}$	8,4 $^{+3,6}_{-2,7} \times 10^{-4}$	9	8,99
6 : 5,5 – 11,5	58,0	-1,86 $^{+0,44}_{-0,35}$	2,0 $^{+1,4}_{-0,9} \times 10^{-4}$	4	3,99
7 : 11,5 – 37	71,0	-3,27 $^{+0,70}_{-0,59}$	1,67 $^{+0,82}_{-0,59} \times 10^{-4}$	8	7,80
8 : 37 – 69,5	59,9	-1,85 $^{+0,39}_{-0,32}$	4,4 $^{+2,6}_{-1,8} \times 10^{-5}$	6	5,09
9 : 69,5 – 200	43,0	-2,74 $^{+0,71}_{-0,58}$	1,6 $^{+1,0}_{-0,7} \times 10^{-5}$	5	4,93
10 : 200 – 400	0	-2,1 / -1,5 / -3,5	< 4,7 / 3,2 / 7,9 $\times 10^{-6}$	1	< 10 <sup>-3</sup>
11 : 400 – 800	0	-2,1 / -1,5 / -3,5	< 2,3 / 1,6 / 3,9 $\times 10^{-6}$	3	< 10 <sup>-3</sup>
12 : 800 – 1500	0	-2,1 / -1,5 / -3,5	< 2,1 / 1,2 / 3,8 $\times 10^{-6}$	5	< 10 <sup>-3</sup>
13 : 4200 – 7200	0	-2,1 / -1,5 / -3,5	< 0,48 / 0,3 / 1,0 $\times 10^{-6}$	15	< 10 <sup>-3</sup>
14 : 10150 – 13000	0	-2,1 / -1,5 / -3,5	< 0,47 / 0,3 / 0,9 $\times 10^{-6}$	19	< 10 <sup>-3</sup>
15 : 15800 – 18500	0	-2,1 / -1,5 / -3,5	< 0,52 / 0,3 / 1,0 $\times 10^{-6}$	17	< 10 <sup>-3</sup>

TABLE 7.4 – Analyse spectrale de l’émission prolongée de GRB 090510 au-dessus de 100 MeV. La date de référence  $T_0$  est le début de l’émission prompte dans le domaine du GBM, soit 0,52 s après la détection du précurseur par le GBM. Les flux mesurés et leurs incertitudes à 68% de confiance sont indiqués dans les intervalles de TS > 25, les limites supérieurs à 95% de confiance sinon.

dans l’étude de l’émission prolongée, ainsi que les paramètres du sursaut. Une émission significative peut être observée pendant 200 s. Au-delà, des limites supérieures ont été déterminées par la méthode Bayésienne basée sur le profil de la fonction de vraisemblance comme pour GRB 080825C. Plusieurs hypothèses ont été envisagées : indice spectral -2,1 (moyenne des intervalles précédents), -1,5 et -3,5 (valeurs extrêmes autorisées par les plages d’incertitudes). Les intervalles temporels ont été choisis de sorte que l’incertitude statistique soit comparable d’un intervalle à l’autre tant que le signal est significatif. L’accumulation de signal jusqu’à  $T_0 + 200$  s a permis de dépasser le seuil de détection dans ce dernier intervalle. Ensuite les durées croissent exponentiellement.

Les résultats de l’analyse spectrale sont regroupés dans le tableau 7.4. Le TS et surtout le flux décroissent de manière régulière. L’indice spectral ne varie pas de manière significative.

Une analyse supplémentaire a été menée en utilisant tous les événements de classe **transient** afin d’augmenter la statistique, et donc peut-être gagner en précision pour la détermination du spectre. Les résultats obtenus (voir tab. 7.5 et fig. 7.7) sont compatibles avec ceux obtenus en classe **diffuse**. Les spectres sont un peu mieux contraints grâce à une statistique un peu plus importante. Cependant on remarque que les résidus pour **transient** sont un peu moins bons au-delà d’1 GeV, ce qui pourrait s’expliquer par le fait que la modélisation du fond résiduel (simple loi de puissance) ne convient pas à cette sélection d’événements (voir fig. 7.8).

Intervalles	TS	Indice spectral	Flux > 100 MeV ( $10^{-4}\text{ph.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$ )	$N_{ph}$ (obs.)	$N_{ph}$ (GRB)
1	422	$-1,95^{+0,19}_{-0,22}$	$380^{+100}_{-80}$	18	17,99
2 + 3	1012	$-2,15^{+0,14}_{-0,15}$	$114^{+17}_{-15}$	53	52,98
4	425	$-2,37^{+0,23}_{-0,26}$	$55^{+12}_{-10}$	25	24,99
5	273	$-1,88^{+0,19}_{-0,21}$	$11 \pm 3$	17	16,97
6	109	$-2,30^{+0,35}_{-0,42}$	$3,2^{+1,2}_{-1,0}$	9	8,98
7	106	$-2,87^{+0,42}_{-0,50}$	$1,3^{+0,4}_{-0,3}$	15	13,67
8	73	$-1,93^{+0,28}_{-0,34}$	$0,50^{+0,21}_{-0,17}$	11	8,48
9	60	$-2,38^{+0,38}_{-0,53}$	$0,18^{+0,06}_{-0,05}$	18	10,85

TABLE 7.5 – Analyse spectrale de l'émission prolongée significative de GRB 090510, utilisant tous les événements de classe **transient**.

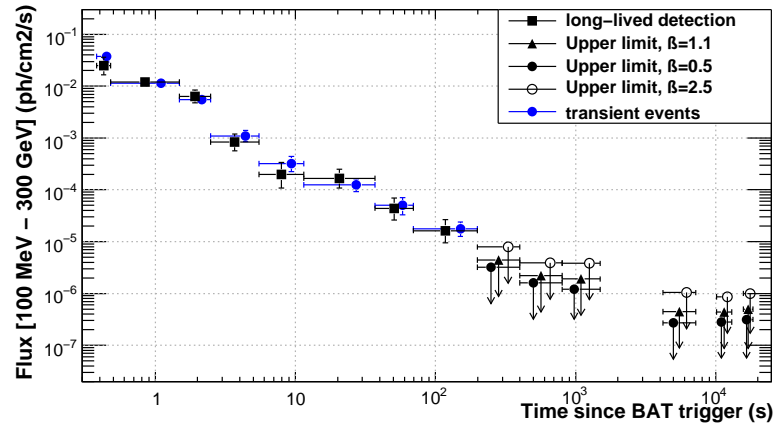


FIGURE 7.7 – Courbe de lumière de l'émission prolongée de GRB 090510, construite en utilisant tous les événements de classe **transient** (points bleus) ou les seuls événements de classe **diffuse** (carrés noirs).

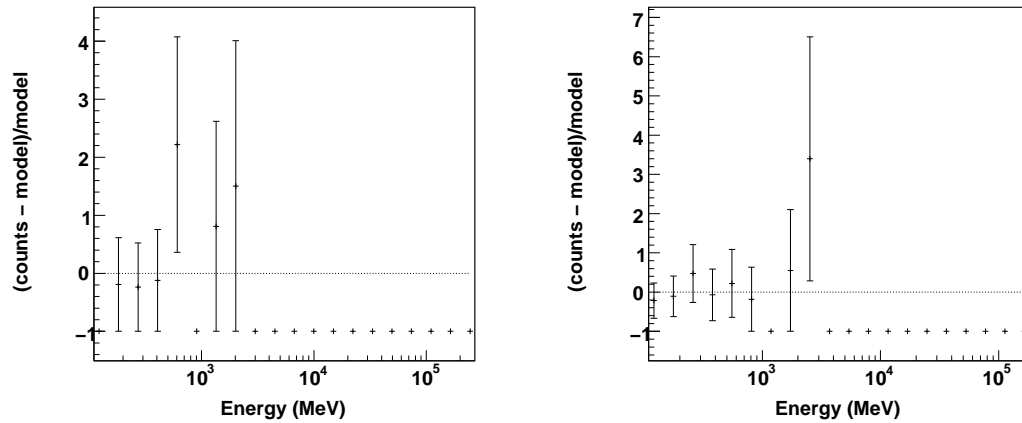


FIGURE 7.8 – Analyse spectrale de l'intervalle 1 de l'émission prolongée de GRB 090510 : résidus de l'ajustement. **Gauche** : utilisant les seuls événements de classe **diffuse**. **Droite** : utilisant tous les événements de classe **transient**.

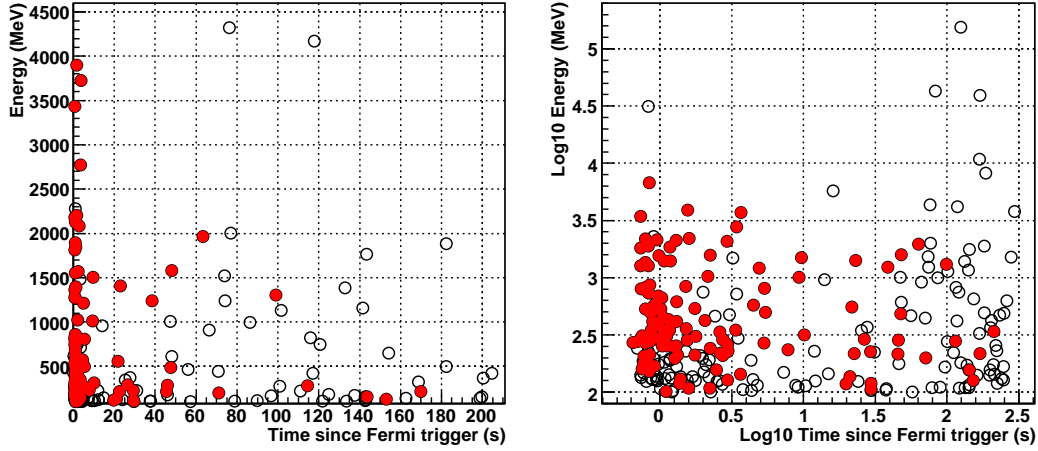


FIGURE 7.9 – Énergies et dates d’arrivée des événements observés dans la ROI centrée sur GRB 090510. Les événements de classe **diffuse** sont indiqués par des cercles pleins rouges, les autres événements de classe **transient** par des cercles vides noirs. La figure de gauche est en échelle linéaire, celle de droite en échelle logarithmique pour rendre plus lisible les 20 premières secondes de l’émission.

### Variabilité, évolution spectrale, durée de l’émission

Afin de m’assurer que mon découpage (un peu grossier) ne gomme pas des irrégularités dans la courbe de lumière, ou une évolution spectrale, j’ai refait des analyses avec plusieurs découpages différents.

La première de ces variations se base sur l’évolution du nombre et de l’énergie des événements avec le temps (voir fig. 7.9). Celle-ci suggère une « réillumination » de l’émission vers  $T_0 + 30$  s, ou un durcissement du spectre après cette date. En effet, l’ARR n’ayant lieu qu’à  $T_0 + 150$  s, l’acceptance ne varie pas sur la plage observée ici et on peut se fier aux variations du taux d’événements. Un découpage temporel adapté permet d’isoler les périodes d’intérêt en conservant assez de statistique pour contraindre le spectre de la source. Aucune irrégularité ni évolution spectrale significative n’a pu être mise en évidence autour de  $T_0 + 30$  s (voir tab. 7.6, première et deuxième parties et fig. 7.10).

Le deuxième complément est la recherche d’une évolution éventuelle du spectre au cours de l’émission prolongée. Celle-ci pourrait apparaître au début de l’émission (adoucissement puis durcissement puis réadoucissement), ou vers  $T_0 + 12$  s. En effet à cette date on peut croire observer une cassure dans la décroissance du flux, celle-ci pourrait s’accompagner d’un changement d’indice spectral. La signification d’un tel changement est de  $N_\sigma \simeq 1,3$  (voir tab. 7.6, troisième et quatrième parties). Aucune évolution spectrale n’est donc observée ici.

Enfin, aucune émission significative n’a été observée au-delà de  $T_0 + 200$  s, même en regroupant toute l’observation restante avant la première occultation (voir bas du tab. 7.6). Et aucune émission significative n’a été observée pendant les orbites suivantes (voir tab. 7.4).

Dates (s) après $T_0$	TS	Indice spectral	Flux > 100 MeV ( $10^{-4}\text{ph.cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ )	$N_{ph}$ (obs.)	$N_{ph}$ (GRB)
11,5 – 27,5	47,2	$-2,68^{+0,59}_{-0,69}$	$1,35^{+0,87}_{-0,58}$	5	4,87
27,5 – 29,5	32,3	-2,7 (fixé)	$6,6^{+4,6}_{-3,2}$	3	2,97
	23,9	-1,5 (fixé)	$3,4^{+2,4}_{-1,7}$	3	2,88
	34,6	-3,5 (fixé)	$8,7^{+6,1}_{-4,2}$	3	2,98
29,5 – 49,5	66,0	$-1,87^{+0,33}_{-0,39}$	$0,73^{+0,44}_{-0,30}$	5	4,99
11,5 – 24,5	39,6	$-2,71^{+0,63}_{-0,80}$	$1,34^{+1,00}_{-0,63}$	4	3,88
24,5 – 37	30,6	-2,7 (fixé)	$1,38^{+0,83}_{-0,60}$	4	3,88
	26,9	-2,0 (fixé)	$0,97^{+0,60}_{-0,43}$	4	3,77
11,5 – 37	71,0	$-3,27^{+0,59}_{-0,70}$	$1,67^{+0,82}_{-0,59}$	8	7,80
37 – 49,5	70,6	$-1,87^{+0,33}_{-0,39}$	$1,16^{+0,70}_{-0,47}$	5	4,99
37 – 69,5	59,9	$-1,85^{+0,32}_{-0,39}$	$0,44^{+0,26}_{-0,18}$	6	5,09
69,5 – 200	43,0	$-2,74^{+0,58}_{-0,71}$	$0,16^{+0,10}_{-0,07}$	5	4,93
0,38 – 0,48	208,2	$-1,85^{+0,26}_{-0,30}$	$249^{+113}_{-84}$	8	7,99
0,48 – 0,98	541,8	$-2,20^{+0,20}_{-0,22}$	$189^{+46}_{-39}$	25	24,99
0,98 – 1,5	192,1	$-1,93^{+0,26}_{-0,30}$	$57^{+24}_{-18}$	9	9,0
1,5 – 2,5	301,7	$-2,41^{+0,28}_{-0,31}$	$64^{+21}_{-16}$	16	15,99
2,5 – 11,5	215,6	$-1,79^{+0,19}_{-0,22}$	$4,1^{+1,4}_{-1,1}$	13	12,99
0,38 – 11,5	1286	$-2,06 \pm 0,11$	$21,4^{+3,0}_{-2,7}$	71	70,98
11,5 – 200	153,4	$-2,47^{+0,28}_{-0,32}$	$0,36^{+0,01}_{-0,089}$	19	17,22
200 – 1500	0	-2 / -2,7 (fixé)	$< 0,89 / 1,3 \times 10^{-2}$	9	$< 10^{-3}$

TABLE 7.6 – Analyses spectrales complémentaires de l'émission prolongée de GRB 090510 observée par le LAT. L'indice spectral a été fixé quand il était mal contraint (valeur inférieure à -4 ou incertitude supérieure à 1) en accord avec l'indice mesuré dans les intervalles précédent et suivant. Au final, aucune émission significative n'est détectée au-delà de  $T_0 + 200$  s, et les premières 200 s de la courbe de lumière ne montrent aucune évolution spectrale ni irrégularité temporelle significative.

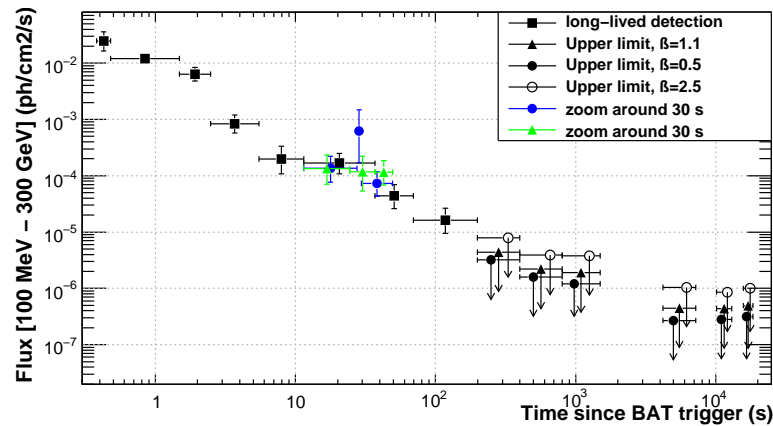


FIGURE 7.10 – Analyses complémentaires de la courbe de lumière de GRB 090510 autour de  $T_0 + 30$ s. Les flux reportés sont ceux figurant dans les tableaux 7.4 (carrés noirs) et 7.6 première (points bleus) et deuxième (triangles verts) parties.

### Ajustement de la courbe de lumière

Les intervalles de  $TS > 25$  de la courbe de lumière ont été ajustés par une loi de puissance, simple ou brisée :

$$\begin{aligned}\Phi(t) &= \Phi_0 (t - T_0)^{-\alpha} \\ \text{ou :} \\ \Phi(t) &= \Phi_0 \begin{cases} (t - T_0)^{-\alpha_1} & , \quad t < t_b \\ (t - T_0)^{-\alpha_2} & , \quad t > t_b \end{cases}\end{aligned}$$

Pour chaque ajustement, une méthode de  $\chi^2$  a été utilisée, et les deux hypothèses ont été comparées par un test de Fisher.

L'ajustement a été réalisé selon une procédure itérative : la date de chaque point de mesure est choisi à la date  $t_m$  à laquelle le flux est égal au flux moyen dans l'intervalle considéré, et dépend donc de l'indice temporel. Soit  $\bar{\Phi}$  le flux moyen dans un intervalle  $(t_1, t_2)$  :

$$\bar{\Phi} = \frac{1}{t_2 - t_1} \int_{t_1}^{t_2} \Phi_0 t'^{-\alpha} dt' = \frac{\Phi_0}{t_2 - t_1} \frac{t_2'^{-\alpha+1} - t_1'^{-\alpha+1}}{-\alpha + 1} ; t' = t - T_0$$

La date  $t_m$  s'écrit donc :

$$t_m = T_0 + \left( \frac{1}{-\alpha + 1} \frac{t_2'^{-\alpha+1} - t_1'^{-\alpha+1}}{t_2 - t_1} \right)^{-\frac{1}{\alpha}}$$

Pour les ajustements présentés, la convergence était atteinte au bout de deux itérations.

Le tableau 7.7 regroupe les résultats obtenus pour différents choix de la date de référence. Ce choix a une incidence sur le résultat de l'ajustement, car il implique une transformation non-linéaire. Finalement le début du pic principal de l'émission prompte vue dans le GBM, coïncidant avec la détection BAT, a été choisi comme date de référence pour décrire l'évolution de l'émission de la source.

Au final, aucune cassure significative n'a été mise en évidence. L'indice temporel de la courbe de lumière vaut :  $\alpha = 1,38 \pm 0,07$ .

### Comparaison au résultat d'AGILE

Le télescope AGILE a également observé l'émission prompte de GRB 090510, et une partie de l'émission prolongée, entre 30 et 500 MeV et jusqu'à 10 s après la détection (coïncidente du pic principal observé par le GBM,  $T_0$ ). La courbe de lumière vue par AGILE/MCAL est ajustée par une loi de puissance d'indice temporel  $\alpha = 1,30 \pm 0,15$ . Le spectre moyen est ajusté par une loi de puissance, d'indice spectral  $-1,58^{+0,11}_{-0,13}$  [105].

Pour me comparer à ces résultats j'ai refait les analyses spectrales des premiers intervalles (jusqu'à  $T_0 + 11,5$  s) en utilisant les événements de classe **transient** entre 100 et 500 MeV (voir tab. 7.8 et fig. 7.11). Ces nouveaux résultats sont compatibles avec ceux obtenus précédemment, avec des incertitudes un peu plus importantes. L'ajustement temporel donnera donc le même résultat que celui présenté plus haut, compatible avec l'indice temporel issu de l'analyse AGILE. L'indice du spectre intégré dans cette période vaut  $-2,02 \pm 0,23$ , soit un écart de  $1,9\sigma$  avec le résultat d'AGILE. Cette différence n'est pas trop importante, et peut être expliquée par l'utilisation de données dans des gammes d'énergies un peu différentes ainsi que par les erreurs systématiques dues à la connaissance des réponses des deux instruments.

$T_0$ (s après détection GBM)	$\alpha_1$ (ou $\alpha$ )	$\alpha_2$	$\log_{10}(t_b)$ (s)	$\log_{10}(\Phi_0)$ (à $T_0 + 1$ s)	$\chi^2$ / NDF	Proba. Fisher
0,52 (début GBM et detection BAT)	$1,38 \pm 0,07$ $1,52 \pm 0,17$ $1,49 \pm 0,17$	$1,24 \pm 0,18$ $1,20 \pm 0,28$	1 (fixé) $0,907 \pm 0,002$	$-1,98 \pm 0,06$ $-3,04 \pm 0,12$ $-3,33 \pm 0,15$	9,41 / 7 8,59 / 6 8,73 / 5	0,74 0,95
0,557 (début BAT)	$1,36 \pm 0,07$ $1,48 \pm 0,17$ $1,46 \pm 0,13$	$1,25 \pm 0,18$ $1,22 \pm 0,24$	1 (fixé) $0,905 \pm 0,003$	$-2,00 \pm 0,06$ $-3,04 \pm 0,12$ $-3,32 \pm 0,13$	9,47 / 7 8,86 / 6 8,98 / 5	0,85 0,98
0,65 (début LAT)	$1,31 \pm 0,07$ $1,35 \pm 0,15$ $1,34 \pm 0,14$	$1,27 \pm 0,18$ $1,26 \pm 0,24$	1 (fixé) $0,899 \pm 0,007$	$-2,08 \pm 0,06$ $-3,02 \pm 0,12$ $-3,28 \pm 0,14$	10,12 / 7 10,04 / 6 10,07 / 5	1,0 1,0

TABLE 7.7 – Ajustement temporel de la courbe de lumière prolongée de GRB 090510. Plusieurs modèles de décroissance ont été considérés, pour plusieurs choix de date de référence. Les hypothèses alternatives (loi de puissance brisée avec date de cassure fixée ( $H1$ ) ou libre ( $H2$ )) ont été comparées à la loi de puissance simple ( $H0$ ) par un test de Fisher. La probabilité de l'hypothèse  $H0$  est indiquée.

Intervalle	TS	Flux > 100 MeV ( $10^{-4}$ ph.cm $^{-2}$ .s $^{-1}$ )	Indice spectral	$N_{ph}$ (obs.)	$N_{ph}$ (GRB)
1	249	$440^{+990}_{-160}$	$-1,59^{+0,1}_{-0,64}$	12	11,99
2 + 3	750	$120^{+30}_{-20}$	$-2,00 \pm 0,35$	41	40,99
4	369	$60^{+19}_{-13}$	$-2,12^{+0,47}_{-0,49}$	22	21,99
5	143	$11^{+15}_{-4}$	$-1,81^{+0,66}_{-0,68}$	11	10,97
6	72	$3,0^{+1,3}_{-1,0}$	$-2,96^{+0,91}_{-1,00}$	7	6,98
tout : 0,38 – 11,5	1373,0	$23,5^{+3,3}_{-2,7}$	$-2,02 \pm 0,23$	93	92,9

TABLE 7.8 – Analyse spectrale du début de l'émission prolongée de GRB 090510, basée sur les événements de classe **transient** au-dessous de 500 MeV. Ces résultats montrent la compatibilité de mon analyse avec celle de l'équipe AGILE.

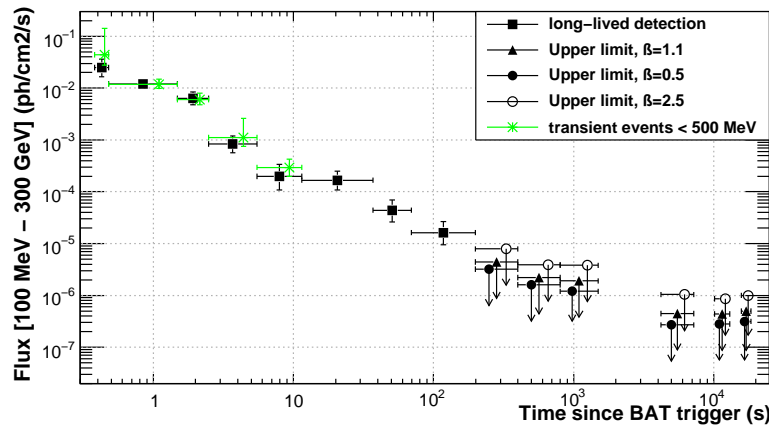


FIGURE 7.11 – Courbe de lumière de l'émission prolongée de GRB 090510, construite en utilisant les événements de classe **transient** au-dessous de 500 MeV (étoiles vertes). Courbe de lumière de l'analyse publiée basée sur les événements de classe **diffuse** (carrés noirs).



### Flux énergétiques dans plusieurs domaines de longueurs d'ondes

Une courbe de lumière en unités de densité de flux énergétique (Jansky) a été construite afin de comparer l'énergie émise par le sursaut dans les différents domaines de longueurs d'ondes observés (voir fig. 7.12). Les valeurs reportées sont les densités de flux moyennes dans les gammes d'énergie respectives des différents instruments : LAT (100 MeV – 4 GeV, énergie maximale des événements de classe **diffuse** utilisés pour l'analyse), GBM (8 keV – 1 MeV), BAT (15 – 150 keV), XRT (0,1 – 10 keV), UVOT (flux pour les différents filtres renormalisés à la bande « w », ou absence de filtre, soit :  $\lambda = 170 - 650$  nm).

Les taux de photons mesurés par les détecteurs de *Swift* ont été convertis en flux énergétiques en faisant l'hypothèse d'un indice spectral constant tout au long de la courbe de lumière.

Les flux de photons mesurés dans l'émission prompte vue dans le LAT ont été convertis en utilisant l'indice spectral mesuré dans ces intervalles. Pour l'émission prolongée, c'est l'indice du spectre intégré sur toute la durée de l'émission significative ( $T_0 + 0,38$  s à  $T_0 + 200$  s) qui a été utilisée, puisqu'aucune évolution spectrale n'a été observée sur cette période. Ceci a permis de ne pas amplifier l'incertitude sur le flux énergétique dans la procédure de propagation des erreurs. Cette erreur est obtenue à partir des incertitudes sur les flux et l'indice et la corrélation entre ces deux paramètres (calcul en Annexe), et devient « artificiellement » très grande (flux énergétiques compatibles avec zéro alors que le flux de photons est très significatif) lorsque l'indice spectral mesuré est proche de -2 ou que l'incertitude sur l'indice est grande ( $\sigma_\gamma \sim 0,2$  ou plus, où  $\gamma$  est l'indice spectral différentiel ajusté aux données).

---

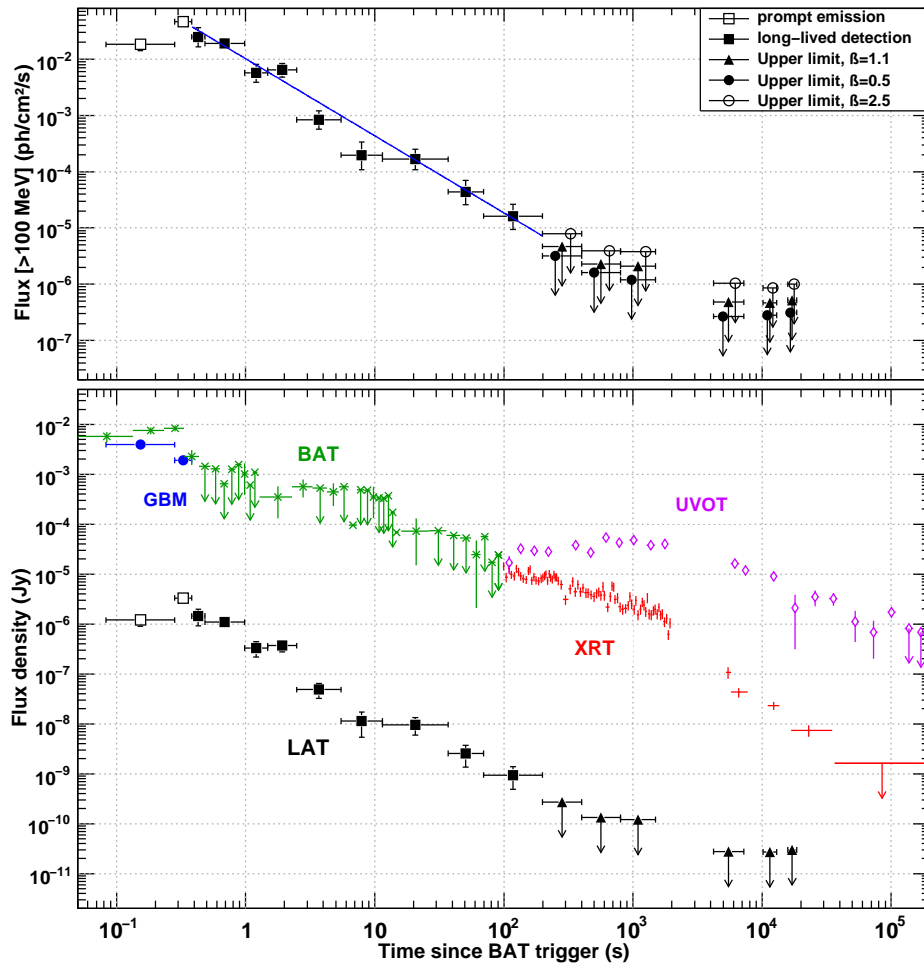


FIGURE 7.12 – **Haut** : courbe de lumière de GRB 090510, flux de photons dans la gamme d'énergie du LAT. Les symboles vides correspondent à l'émission prompte, les symboles pleins à l'émission prolongée. Les incertitudes à 68% sont indiquées ou bien les limites supérieures à 95% (pour trois valeurs de l'indice spectral fixé). Le meilleur ajustement de la courbe de lumière est aussi indiqué. **Bas** : courbe de lumière multi-détecteurs de GRB 090510, densités de flux énergétiques moyennes dans les gammes d'énergie des différents détecteurs. Les incertitudes à 68% sont indiquées, ou bien des limites supérieures à 95%. Les flux de l'émission prolongée de haute énergie sont calculés en utilisant la valeur moyenne d'indice spectral mesurée sur la totalité de la courbe de lumière ( $T_0 + 0,38$  s à  $T_0 + 200$  s).

### 7.3.3 Interprétations de l'observation multi-longueurs d'ondes

Dans l'article [50] nous avons considéré deux interprétations pour l'émission prolongée de GRB 090510, dans le cadre du modèle de la « boule de feu ».

#### Chocs internes et choc avant

Dans la première hypothèse, les émissions observées dans les domaines X (avant  $T_0 + 1400$ s) et  $\gamma$  sont produites par les chocs internes (inhomogénéités de l'accélération de la matière dans le jet), tandis que les émissions UV et visible (et X après  $T_0 + 1400$ s) viennent du rayonnement synchrotron des électrons au niveau du choc avant (interaction du jet avec le milieu interstellaire). Le début de l'émission issue du choc avant produit une augmentation rapide de la luminosité, compatible avec la montée observée dans le domaine visible de  $T_0 + 100$  s à  $T_0 + 3$  ks, à condition que la période observée corresponde à la fin de la montée initiale. En effet le début de l'émission du choc avant devrait être plus marquée.

Les observations des courbes de lumières permettent de contraindre les propriétés du choc avant [106]. Après le changement de régime (de fortes pertes radiatives ralentissent les électrons au début, et le ralentissement est plus faible ensuite), l'évolution du fluide au passage du choc est considérée comme adiabatique et on écrit :

$$\Gamma_0 = 1,4 \times 10^2 E_{53}^{1/8} n^{-1/8} t_{\text{pic},3}^{-3/8} \quad (7.1)$$

$$F_{\nu_m} = 1,3 \times 10^4 E_{53}^{1/2} \epsilon_{B,-2}^{1/2} n^{1/2} \mu Jy \quad (7.2)$$

où  $F_{\nu_m}$  est le flux de l'émission synchrotron au maximum de la courbe de lumière (changement de régime),  $t_{\text{pic},3}$  est la date de ce maximum (en  $10^3$  s),  $\Gamma_0$  est le facteur de Lorentz initial moyen du jet,  $n$  est la densité du milieu environnant,  $E_{53}$  est l'énergie cinétique du jet (en  $10^{53}$  erg) et  $\epsilon_{B,-2}$  est le pourcentage de l'énergie totale injectée dans le champ magnétique.

L'étude de l'émission prompt a fourni  $\Gamma_{0,\text{min}} \sim 1200$  [49]. La courbe de lumière observée dans le visible donne une limite inférieure sur la date du changement de régime :  $t_{\text{pic}} > 730$ s. Le flux énergétique observé à cette date est de  $F_{\nu_m} \simeq 100 \mu Jy$  (voir fig. 7.12). Enfin l'énergie cinétique du jet vaut  $E > 5,4 \times 10^{53}$  erg. La contrainte 7.1 devient alors :  $n < 2 \times 10^{-6} \text{cm}^{-3}$ , ce qui est très faible même pour l'environnement d'un sursaut court associée à la coalescence d'objets compacts, qui n'est donc pas entourée d'un vent stellaire (la densité typique du milieu interstellaire (MIS) dans la Voie Lactée est par exemple de  $n \sim 10^{-1} \text{cm}^{-3}$ ). La compatibilité des deux équations impose  $\epsilon_B > 1\%$  ce qui n'est pas contraignant pour le modèle.

La limite inférieure sur le facteur de Lorentz moyen initial du jet a été calculée d'après une modélisation simplifiée du mécanisme d'absorption. Un modèle plus réaliste aboutit probablement à une valeur deux à trois fois plus faible [66]. Ceci permettrait de relâcher la contrainte posée par 7.1 :  $n < 2 \times 10^{-3}$  à  $1 \times 10^{-2} \text{cm}^{-3}$ . La plage de variation de la fraction d'énergie magnétique serait aussi agrandie :  $\epsilon_B > 10^{-5}$ .

Les flux mesurés à  $T_0 + 100$  s dans les domaines X et  $\gamma$  sont compatibles avec l'émission de chocs internes, c'est-à-dire dans un régime de fortes pertes radiatives :

$$\nu_c < \nu_{\text{vis}} < \nu_{\text{sa}} < \nu_X < \nu_m$$

qui s'accorde avec les indices spectraux différents observés dans les différentes plages d'énergie :

- $\nu_c$  est la fréquence critique du spectre d'émission synchrotron et donne le maximum de ce spectre (en unités de densité de flux énergétique)
- $\nu_m$  est la fréquence du minimum du spectre d'électrons, au-delà de laquelle le spectre d'émission est plus mou.
- Au-dessous de la fréquence  $\nu_{sa}$  le spectre d'émission est atténué par le mécanisme d'auto-absorption de l'émission synchrotron. Cette position de  $\nu_{sa}$  est compatible à la fois avec le changement d'indice entre les domaines visible et X et l'observation de photons  $\gamma$  jusqu'à plusieurs GeV.

Ce modèle « hybride » d'émission est donc compatible avec l'observation des différentes phases de l'émission prolongée, et permet d'expliquer la contribution du choc avant sans requérir un facteur de Lorentz du jet trop important (contrairement à la deuxième hypothèse). Des raffinements sont cependant nécessaires pour expliquer la croissance douce du flux dans le domaine visible avant le changement de régime, et la contrainte sur la densité du milieu environnant est très forte.

### Choc avant seul

L'autre interprétation proposée est que la totalité de l'émission prolongée et rémanente observée est celle du rayonnement synchrotron des électrons accélérés par le choc avant, dans un régime de pertes radiatives faibles ( $\nu_m < \nu_c$ ). Le spectre de densité d'énergie (SED pour « Spectral Energy Distribution ») d'émission a donc la forme d'une loi de puissance brisée deux fois, d'indices énergétiques<sup>3</sup> :  $\beta_1 = 1/3$  pour  $\nu < \nu_m$ ,  $\beta_2 = -(p-1)/2$  pour  $\nu_m < \nu < \nu_c$  et  $\beta_3 = -p/2$  pour  $\nu_c < \nu$ . Une analyse spectrale simultanée des observations optiques/UV, X et  $\gamma$  (voir § 7.3.4) montre un bon accord entre nos données et ce modèle.

Les courbes de lumière X et visible également, considérées avant  $T_0 + 1$  ks, s'accordent bien au modèle. En effet le flux dans le domaine visible croît comme  $(t - t_{ref})^{-\alpha_{Opt,1}}$  avec  $\alpha_{Opt,1} = -0,50^{+0,11}_{-0,13}$  ce qui est compatible avec l'indice -1/2 attendu. Le flux observé dans le domaine X décroît ( $\alpha_{X,1} = 0,74 \pm 0,03$ ), alors que ce modèle simple prédit un indice temporel relié à l'indice énergétique :  $\alpha_{X,1} = 3\beta_2/2 = 1,16 \pm 0,06$ . Cet écart peut être expliqué en tenant compte d'effets supplémentaires : une phase supplémentaire d'injection d'énergie dans le jet, ou l'évolution temporelle des paramètres de microphysique. Dans la deuxième partie de la courbe de lumière, le modèle simple prédit que les flux X et visible décroissent au même rythme, ce qu'on n'observe pas ici :  $\alpha_{Opt,2} = 1,13^{+0,17}_{-0,09}$  et  $\alpha_{X,2} = 2,18 \pm 0,10$ . Ce désaccord peut s'expliquer par des phénomènes hydrodynamiques dans le jet, à prendre en compte dans une version plus sophistiquée de ce modèle. La prise en compte de la contribution hadronique peut aussi améliorer l'accord entre modèle et observations des courbes de lumière [107].

En raccordant toute la courbe de lumière prolongée LAT à cette émission, on impose que la transition de l'émission prompte à l'émission rémanente a lieu dès :  $t_{pic} < 0,38$ s. En faisant une hypothèse raisonnable sur la densité du milieu environnant  $n < 10^{-2} \text{cm}^{-3}$ , l'équation 7.1 contraint le facteur de Lorentz du jet :  $\Gamma_0 > 5800$ . Ceci n'est pas incompatible avec l'étude de l'émission prompte (qui ne pose qu'une limite inférieure) mais c'est

---

3. La SED  $F$  est reliée au spectre différentiel  $f$  (voir § suivant) par :  $F = E \times f$ . L'indice énergétique utilisé pour décrire la SED est donc relié à l'indice spectral (différentiel) :  $\beta_i = \gamma_i + 1$ .

---

tout de même très contraignant pour le modèle.

L'hypothèse du choc avant est aussi utilisée par d'autres auteurs [108, 73, 74] pour interpréter la totalité de l'émission de haute énergie de sursauts brillants observés par *Fermi*. Les courbes de lumière sont bien reproduites par ce modèle après la fin de l'émission prompte. Cependant ces interprétations requièrent toujours un facteur de Lorentz initial assez grand :  $\Gamma_0 > 10^3$ . Et surtout la forte variabilité de l'émission prompte n'est pas expliquée par ces modèles. Celle-ci favorise nettement une origine interne plutôt qu'externe des chocs.

### 7.3.4 Analyse spectrale combinée des observations *Swift* et LAT dans l'hypothèse du choc avant seul

Comme présenté ci-dessus, le modèle du choc avant prédit un spectre d'émission ayant la forme d'une loi de puissance brisée deux fois, soit

$$f(E, t) = \begin{cases} N_0 \left( \frac{E}{E_0} \right)^{\gamma_1} & ; \quad E < E_{b,1}(t) \\ N'_0 \left( \frac{E}{E'_0} \right)^{\gamma_2} & ; \quad E_{b,1}(t) < E < E_{b,2}(t) \\ N''_0 \left( \frac{E}{E''_0} \right)^{\gamma_3} & ; \quad E_{b,2}(t) < E \end{cases}$$

en  $\text{ph.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}.\text{keV}^{-1}$ .

- $\gamma_1 = -2/3$  serait l'indice spectral du domaine visible
- $\gamma_2 = -(p+1)/2$  l'indice du domaine X
- et  $\gamma_3 = -(p+2)/2$  l'indice du domaine  $\gamma$ .

Pour l'analyse on a donc la contrainte  $\gamma_2 - \gamma_3 = 1/2$ . Les énergies de coupure  $E_{b,1} (=h\nu_m)$  et  $E_{b,2} (=h\nu_c)$  peuvent évoluer avec le temps.

Afin de comparer nos observations à ce modèle, nous avons construit 5 spectres, à 5 dates différentes :  $T_0 + 100, 150, 1000, 7000$ , et  $12000$  s. Seul le premier spectre à  $T_0 + 100$  s fait aussi apparaître des données LAT. Pour construire chaque spectre il a fallu accumuler sur une période longue incluant la date citée, et renormaliser le taux de comptage en se basant sur l'ajustement de la courbe de lumière (voir § 7.3.2 et § suivants pour les détails de l'analyse LAT). P. Schady (du MSSL) s'est occupée de la transformation des données *Swift* et de l'ajustement simultané des 5 spectres. Les résultats finaux sont présentés dans le tab. 7.12 et la figure 7.14.

Les analyses combinées ont été réalisées avec le logiciel standard **XSPEC**, et plusieurs types d'atténuations ont été pris en compte. L'absorption photo-électrique dans le domaine X, dans la galaxie hôte et dans la Voie Lactée s'écrit :

$$\kappa(E) = \exp(-n_H \sigma(E(1+z)))$$

où  $n_H$  est la densité équivalente en hydrogène de la colonne de visée, et la section efficace  $\sigma(E)$  inclut une table de densités relatives des autres espèces et ne tient pas compte de la diffusion Thomson (ces sections efficaces sont donc à utiliser au-dessous de 10 keV). Pour la contribution de la Voie Lactée la densité équivalente a été fixée à  $n_H = 1,66 \times 10^{-20} \text{cm}^{-2}$ . Le redshift de la galaxie hôte a été fixé à la valeur mesurée :  $z = 0.903$ . L'extinction due à la poussière dans le domaine optique est décrite dans [109]. Pour la Voie Lactée,

$t_s$ (s après $T_0$ )	$t_1 - t_2$ (s après $T_0$ )	$R$	$\sigma_R/R$
100	0,38 – 200	$10,1 \pm 2,5$	0,25
	9,5 – 200	$2,33 \pm 0,18$	0,08
	69,5 – 200	$0,768 \pm 0,007$	0,01
150	0,38 – 200	$17,6 \pm 4,9$	0,28
	9,5 – 200	$4,07 \pm 0,44$	0,11
	69,5 – 200	$1,34 \pm 0,03$	0,02

TABLE 7.9 – Facteur de normalisation pour différentes dates et différentes périodes d'accumulation.

le rapport d'extinction global a été fixé à  $R_V = 3,08$  et l'excès à  $E(B - V) = 0,02$ . La contribution de la galaxie hôte a été mieux reproduite par un modèle de type « SMC » (avec un rapport d'extinction global de  $R_V = 2,93$ ). Enfin, les raies d'émission des régions riches en métaux, présentes sur la ligne de visée, ont été modélisées.

### Accumulation des données de la courbe de lumière LAT

Du fait de la faible statistique en photons dans l'observation LAT il a fallu accumuler les données sur une longue plage puis renormaliser le flux obtenu pour reproduire l'observation à la date voulue. En l'absence d'évolution significative de l'indice spectral ou de brisure dans la décroissance du flux, la totalité de la période avec  $TS > 25$  pouvait être accumulée pour produire le spectre à  $T_0 + 100$  s. Trois périodes d'accumulation ont en fait été considérées :  $T_0 + 0,38 - 200$  s,  $T_0 + 9,5 - 200$  s, et  $T_0 + 69,5 - 200$  s pour produire les spectres à deux dates :  $T_0 + 100$  s et  $T_0 + 150$  s.

Pour chaque combinaison, le rapport de normalisation  $R^4$  a été calculé, les incertitudes de l'ajustement temporel ont été propagées pour estimer l'incertitude sur ce facteur (calcul en Annexe) . Celle-ci a été prise en compte comme principale source d'erreur systématique lors de la vérification de la signification de la cassure en  $E_{b,2}$  (voir p. 166). Les erreurs systématiques d'origine instrumentales sont de plus faible amplitude et n'ont pas été considérées ici. Les différentes combinaisons sont présentées dans le tableau 7.9.

Les incertitudes relatives sur  $R$  sont un peu plus petites pour la date  $t_s = T_0 + 100$  s, c'est donc cette première date à laquelle apparaissent les données LAT dans l'analyse. Un compromis a aussi dû être trouvé entre de petites erreurs systématiques et une statistique suffisante pour les ajustements spectraux. Les données ont ainsi été accumulées sur la période  $T_0 + 9,5 - 200$  s pour éliminer toute contribution résiduelle de l'émission prompte dans l'ajustement simultané des 5 spectres. La significativité de la cassure de haute énergie (en  $E_{b,2}$ ) a été vérifiée quant à elle en accumulant les données sur les deux périodes les plus longues.

---

4. En pratique, c'est la durée d'exposition enregistrée dans le fichier PHAI correspondant à l'intervalle  $t_1 - t_2$  qui est multipliée par le rapport  $R$  calculé, rendant ainsi compte d'un taux d'événements correspondant à ce qui serait observé à la date  $t_s$ . En l'absence de fichier de fond cela ne pose pas de problème.

---

Dates (s après $T_0$ )	Classe de photons	Statistique	Indice spectral	Flux à 1 GeV ( $10^{-12}$ ph.cm $^{-2}$ .s $^{-1}$ .keV $^{-1}$ )	Flux > 100 MeV (ph.cm $^{-2}$ .s $^{-1}$ )
0,38 – 200	<b>transient</b>	$\chi^2$	-2,27 $^{+0,13}_{-0,15}$	9,9 $\pm$ 2,3	$1,84 \times 10^{-04}$
		Cash	-2,26 $^{+0,27}_{-0,04}$	12 $^{+5}_{-2}$	
	<b>diffuse</b>	$\chi^2$	-2,36 $^{+0,17}_{-0,20}$	7,8 $\pm$ 2,2	
		Cash	-2,30 $^{+0,50}_{-0,07}$	12 $^{+7}_{-3}$	
9,5 – 200	<b>transient</b>	$\chi^2$	-1,00 $^{+0,2}_{-2,1}$	1,2 $^{+0}_{-0,9}$	$3,89 \times 10^{-05}$
		Cash	-2,45 $^{+0,21}_{-0,23}$	2,2 $^{+0,9}_{-0,7}$	
	<b>diffuse</b>	$\chi^2$	-1,00 $^{+0,6}_{-0}$	0,78 $^{+0,88}_{-0}$	
		Cash	-2,44 $^{+0,29}_{-0,32}$	2,0 $^{+1,0}_{-0,8}$	

TABLE 7.10 – Analyse spectrale avec **XSPEC** des données LAT pour deux périodes d’accumulation, utilisant deux classes d’événements, et deux statistiques différentes.

### Analyse spectrale des données LAT seules avec XSPEC

Afin de s’assurer que les ajustements des spectres combinés fournissent des résultats comparables à ceux de l’analyse LAT, quelques analyses complémentaires ont été effectuées sur les différents intervalles d’accumulation possibles (sans renormaliser la durée d’exposition). J’ai comparé une analyse utilisant **XSPEC** (et une statistique de Cash ou  $\chi^2$ , voir chapitre 4), aux analyses spectrales précédentes utilisant **gtlike** et basées sur le maximum de vraisemblance, dans lesquelles les photons étaient pris en compte individuellement.

Les données utilisées ont été sélectionnées dans une ROI décroissant avec l’énergie des photons, en séparant les événements convertis dans les parties haute et basse du détecteur. L’analyse a été faite sur les événements de classe **diffuse** et **transient**.

Les résultats sont résumés dans le tableau 7.10. Les analyses utilisant les événements de classe **diffuse** donnent des résultats compatibles avec ceux des analyses précédentes (voir tab. 7.4 et 7.6). Et les analyses basées sur les événements de classe **transient** sont compatibles avec celles utilisant les événements de classe **diffuse**. On voit en revanche que les analyses basées sur une statistique de  $\chi^2$  donnent des résultats incorrects pour la deuxième période d’accumulation. Pour l’analyse combinée, on peut donc utiliser les données de classe **transient**, échantillonnées en énergie, à condition d’utiliser une statistique de Cash.

### Signification statistique de la cassure du spectre à haute énergie

Comme nous l’avons vu, le modèle du choc avant prédit l’existence d’une cassure à haute énergie  $E_{b,2}$ , qui ne peut être détectée qu’en combinant les observations XRT et LAT. Je présente ici une analyse complémentaire permettant d’améliorer cette mesure (par rapport à l’analyse combinée des 5 SED, voir tab. 7.12).

La signification statistique de cette cassure a été vérifiée en ajustant les données UVOT, XRT et LAT normalisées à  $T_0 + 100$  s par une loi de puissance brisée une fois à basse énergie ou deux fois, et en comparant les deux ajustements via un rapport de vraisemblance. Deux jeux de données LAT ont été utilisés :  $T_0 + 9,5 - 200$  s (pour se comparer à l’analyse combinée) et  $T_0 + 0,38 - 200$  s (pour une étude plus précise). L’indice spectral  $\beta_1$  a été fixé, ainsi que tous les termes d’absorption et d’extinction. Les deux

Période acc. (s après $T_0$ )	Valeur de $R$	$E_{b,1}$ (keV)	Indice $\gamma_2$	$E_{b,2}$ (MeV)	Indice $\gamma_3$	Cash / NDF	$N_\sigma$
9,5 – 200	$\langle R \rangle$	$0,36 \pm 0,06$ <b><math>0,31^{+0,05}_{-0,06}</math></b>	$-1,71 \pm 0,02$ <b><math>-1,61^{+0,10}_{-0,05}</math></b>	$65^{+75}_{-45}$	$-2,44^{+0,22}_{-0,26}$	49,05 / 35 33,23 / 33	3,6
0,38 – 200	$\langle R \rangle$	$0,37 \pm 0,06$ <b><math>0,31^{+0,055}_{-0,05}</math></b>	$-1,71 \pm 0,01$ <b><math>-1,61^{+0,07}_{-0,06}</math></b>	$33^{+100}_{-23}$	$-2,14^{+0,10}_{-0,09}$	62,59 / 35 36,04 / 33	4,8
	$\langle R \rangle$ $-\sigma_R$	$0,36 \pm 0,06$ $0,29 \pm 0,07$	$-1,70 \pm 0,01$ $-1,57 \pm 0,07$	$20 \pm 23$	$-2,12 \pm 0,14$	64,59 / 35 36,37 / 33	4,9
	$\langle R \rangle$ $+\sigma_R$	$0,38 \pm 0,06$ $0,32 \pm 0,07$	$-1,74 \pm 0,01$ $-1,62 \pm 0,07$	$20 \pm 24$	$-2,14 \pm 0,14$	59,72 / 35 36,08 / 33	4,5

TABLE 7.11 – Analyse spectrale à  $T_0 + 100$  s et test de la cassure à haute énergie. Les résultats principaux sont notés en gras et présentés avec leurs incertitudes asymétriques. Les incertitudes symétriques notées dans les autres cas sont plus indicatives.

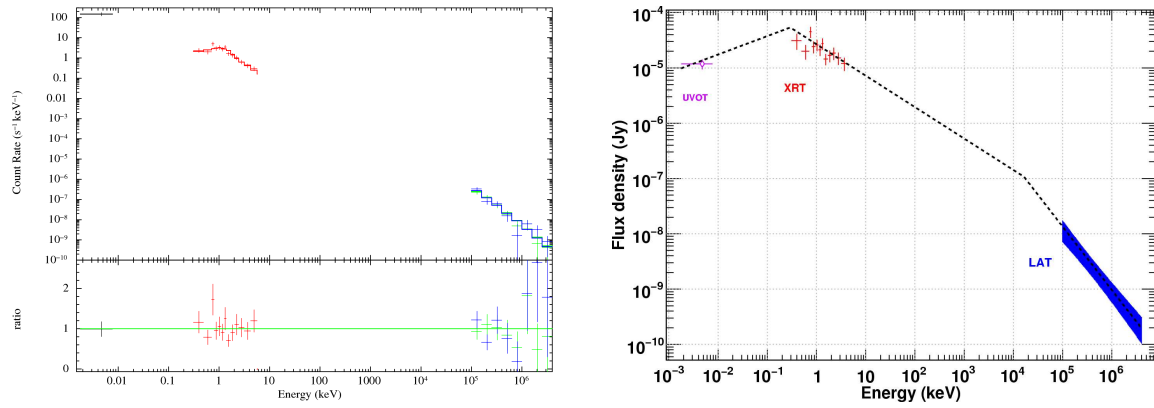


FIGURE 7.13 – Spectre à  $T_0 + 100$  s incluant des données UVOT, XRT et LAT, ajusté par une loi de puissance brisée en relâchant la contrainte sur  $\gamma_2$  et  $\gamma_3$ . **Gauche** : Spectre en coups et résidus. **Droite** : Spectre énergétique visible et X corrigé de l'acceptance et des facteurs d'absorption et extinction (points et losange) ; ajustement final (pointillé) et spectre issu de l'analyse likelihood des données LAT seules (papillon).

indices  $\gamma_2$  et  $\gamma_3$  ainsi que les deux énergies de cassure  $E_{b,1}$  et  $E_{b,2}$  ont été laissés libres de varier. Enfin pour le cas où la cassure était la plus significative, l'erreur systématique due à l'opération de normalisation a été prise en compte.

Les résultats obtenus (voir tab. 7.11 et fig. 7.13) confirment que la cassure du spectre à haute énergie est bien significative :  $N_\sigma > 4,5$  et sa valeur est comprise entre 10 et 133 MeV. La relation  $\gamma_2 = \gamma_3 + 1/2$  prédite par le modèle est parfaitement compatible avec les résultats obtenus dans cette dernière analyse. La valeur de  $\gamma_2$  estimée ici est compatible avec celle issue de l'analyse des 5 spectres simultanés à  $2,1\sigma$  (période longue ;  $1,8\sigma$  pour la période courte).



SED Données LAT (s)	5 SED 9,5 – 200	100 s 9,5 – 200	100 s 0,38 – 200
$n_H (\times 10^{21} \text{ cm}^2)$	$1,52 \pm 0,03$	1,52 (fixé)	1,52 (fixé)
$E(B - V) \text{ (mag)}$	$0,000^{+0,005}_{-0,000}$	0 (fixé)	0 (fixé)
$E_1^b \text{ (keV)}$	$\left\{ \begin{array}{l} 0,43^{+0,10}_{-0,07} \text{ (100 s)} \\ 0,17^{+0,03}_{-0,02} \text{ (150 s)} \\ 0,037^{+0,005}_{-0,007} \text{ (1000 s)} \\ < 0,001 \text{ (7000 s)} \\ < 0,01 \text{ (12000 s)} \end{array} \right.$	$0,31^{+0,05}_{-0,06}$	$0,31^{+0,06}_{-0,05}$
$\beta_2$	$0,77 \pm 0,04$	$0,61^{+0,06}_{-0,10}$	$0,62^{+0,08}_{-0,06}$
$E_2^b \text{ (MeV)}$	$\simeq 300 \text{ (100 s)}$	$65^{+70}_{-45}$	$33^{+100}_{-23}$
$\beta_3$	$\beta_2 + 1/2$	$1,44^{+0,26}_{-0,22}$	$1,14^{+0,10}_{-0,09}$

TABLE 7.12 – Analyse spectrale de l’émission prolongée multi-longueurs d’ondes de GRB 090510. Les valeurs des paramètres sont obtenues en considérant les 5 spectres simultanément, ou le seul spectre à  $T_0 + 100$  s contenant les données LAT.

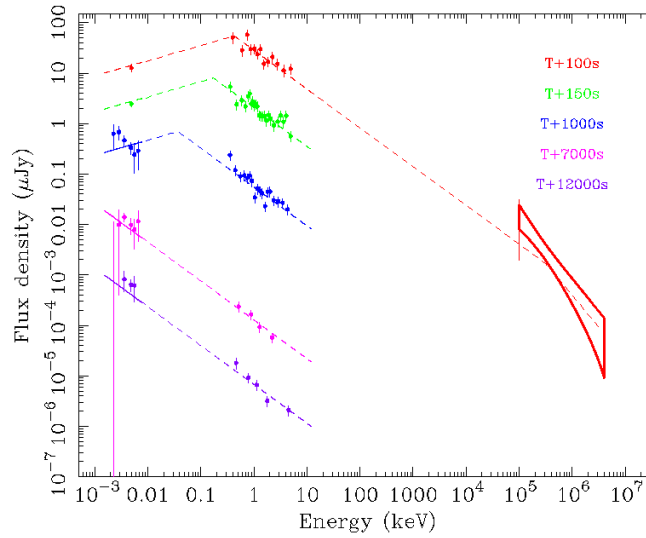


FIGURE 7.14 – Spectres d’énergie aux 5 dates :  $T_0 + 100, 150, 1000, 7000, 12000$  s. Le papillon apparaissant dans le premier spectre représente le contour de confiance à 68% sur le spectre du LAT à cette date (obtenu par l’analyse likelihood des données LAT seules), et le trait vertical l’intervalle de confiance à 95% sur le flux à 100 MeV. Pour plus de lisibilité les flux ont été divisés par des facteurs 1, 10, 100, 1000, 10000. [50]

## Conclusion

Les sursauts  $\gamma$  brillants observés par le LAT présentent pour la plupart une émission prolongée dans le domaine du GeV, qui ne présente pas la variabilité observée pendant l'émission prompte. Cette émission décroît avec le temps comme une loi de puissance d'indice proche de 1,5, et un spectre en loi de puissance d'indice proche de -2, qui ne montre pas d'évolution significative.

L'émission prolongée de GRB 090510 a pu être observée du domaine visible au domaine du GeV, ce qui a permis l'interprétation de cette observation selon deux modèles. Un modèle « hybride » incluant chocs internes et choc avant reproduit bien les flux observés mais nécessite une hypothèse forte sur la densité du milieu entourant le sursaut (densité bien plus faible que la densité standard du MIS). Cependant, une estimation du facteur de Lorentz du jet selon un modèle plus réaliste permettrait de relâcher cette contrainte. Le modèle du choc avant permet de très bien reproduire le spectre observé du domaine visible aux énergies du GeV, sur une période d'observation de 12000 s, mais des raffinements doivent être apportés. Au final, nos observations ne permettent pas d'exclure l'un ou l'autre de ces modèles.

Cette étude est aussi la première analyse multi-longueurs d'ondes de l'émission prolongée/rémanente d'un sursaut  $\gamma$  réalisée du domaine visible au GeV. Cela a été permis par la détection simultanée de ce sursaut par *Fermi* et *Swift*, et les procédures de repointé rapide des deux instruments. On espère voir à l'avenir d'autres observations combinées de sursauts, pour des sursauts longs notamment la période d'observation simultanée pourrait être plus longue (les émissions prolongées de haute énergie des sursauts longs peuvent durer plusieurs heures), permettant une analyse spectrale combinée plus complète et peut-être de mieux contraindre les modèles d'émission.



# Conclusions et perspectives

Le LAT a ouvert une nouvelle fenêtre d'observation sur l'ensemble du ciel  $\gamma$  et en particulier sur l'émission des sursauts  $\gamma$  à haute énergie. Le GBM a fourni un nombre considérable de détections, certaines communes avec le LAT. Les observations dans le domaine X- $\gamma$  fournies par les deux instruments sont fondamentales pour la compréhension des mécanismes responsables de l'émission prompt des sursauts  $\gamma$ . Les résultats obtenus en deux ans ne permettent pas encore d'isoler un modèle préférentiel, mais posent de fortes contraintes sur les mécanismes d'émission proposés. Des résultats quantitatifs ont été obtenus sur deux points : des limites inférieures du facteur de Lorentz d'ensemble du jet dans ces sources (de l'ordre de quelques centaines), et une contrainte des modèles linéaires de violation de l'invariance de Lorentz. La détection de composantes spectrales dures dans plusieurs sursauts brillants permet d'envisager une étude de ces phénomènes aux très hautes énergies, par exemple dans les futures expériences *HAWC*<sup>5</sup> ou *CTA*<sup>6</sup>, qui devraient voir la bosse et la redescende de cette deuxième composante spectrale. Dans le cas de *CTA*, le temps nécessaire pour repointer les télescopes Čerenkov favorisera a priori les sursauts (très) longs, ou éventuellement la contrepartie de très haute énergie des émissions prolongées.

Pour les sursauts les plus brillants, les localisations précises du LAT ont permis de déclencher un suivi dans les domaines UV et X par le télescope spatial *Swift* d'abord, puis par des télescopes au sol. Les observations dans ces domaines de longueurs d'onde permettent de déterminer le redshift, donnée indispensable à l'interprétation théorique des observations. La combinaison des observations à haute énergie et des émissions rémanentes permet de mieux contraindre les mécanismes responsables des deux phases d'émission des sursauts  $\gamma$ . Des observations simultanées dans plusieurs domaines de longueurs d'onde offrent une vue d'ensemble sur l'émission rémanente et permettent de mieux contraindre les modèles d'émission. Ce manuscrit présente par exemple la première étude de l'optique au GeV de l'émission rémanente d'un sursaut  $\gamma$  avec GRB 090510. Espérons que d'autres occasions se présenteront de réaliser de telles observations communes entre le LAT et *Swift*, ou entre le LAT et *SVOM*<sup>7</sup> dans le futur.

Cette thèse m'a permis d'appréhender les méthodes d'observation du rayonnement  $\gamma$  au-delà de 30 MeV et l'étude des sursauts  $\gamma$  à ces hautes énergies. J'ai pu contribuer à presque tous les aspects de l'étude (détection, localisation, analyse spectrale) et comprendre les conséquences théoriques de nos observations.

---

5. « High Altitude Water Čerenkov experiment », réseau de détecteurs à eau américano-mexicain

6. « Čerenkov Telescope Array », projet européen (devenu mondial) de grand réseau d'imageurs Čerenkov

7. « Space-based multi-band astronomical Variable Objects Monitor », observatoire spatial franco-chinois dédié à l'étude des sources transitoire de l'IR aux rayons X, notamment les sursauts  $\gamma$

À l’occasion des « astreintes » que j’ai effectuées, j’ai beaucoup appris sur le fonctionnement du LAT d’une part (Data Monitoring), et ai mis en œuvre ces connaissances pour les analyses et les études de validation présentées dans ce manuscrit. D’autre part le rôle de Burst Advocate m’a permis de m’habituer à l’enchaînement d’actions qui suivent chaque détection, et a été un bon entraînement aux analyses.

L’étude des biais de localisation aux grands angles a permis d’inclure des erreurs systématiques dans les circulaires GCN. Plus généralement, l’étude des localisations des sursauts  $\gamma$  m’a permis de me familiariser avec la notion de détection. Cela a indirectement permis de rendre systématique dans le groupe l’utilisation des outils de localisation pour mesurer les significations des détections au sein du groupe, ainsi que de vérifier la dépendance de ces détections avec la modélisation du fond. La recherche et l’analyse des émissions prolongées de haute énergie m’a permis de me familiariser avec les méthodes d’estimation de limites supérieures, et donc encore un peu plus avec la notion de détection. Après quelques essais, la routine d’analyse mise au point, présentée dans ce manuscrit, a été et est encore utilisée au sein du groupe « sursauts  $\gamma$  » pour rechercher et étudier l’émission prolongée de haute énergie de chaque détection.

La sélection relâchée (LLE) dont l’étude de validation est présentée ici permet de recouvrir le signal des émissions promptes de sursauts  $\gamma$  et d’autres sources transitoires au-dessous de 100 MeV. De nouvelles détections sont permises (essentiellement aux très grandes inclinaisons) par la grande efficacité de détection de cette sélection aux basses énergies. La statistique de photons disponible permettra d’étudier les caractéristiques temporelles des émissions à ces énergies. Des mesures des durées des émissions promptes de haute énergie basées sur les courbes de lumières LLE sont intégrées au premier catalogue de sursauts LAT, à paraître. Plus intéressant, les courbes de lumière LLE riches en statistique permettront l’étude de la forme et de la variabilité des profils temporels. Dans un avenir plus lointain les données issues de cette sélection relâchée pourraient même être rendues publiques, par exemple sous une forme analogue aux données GBM qui sont publiées pour chaque sursaut.

Les analyses spectrales utilisant la sélection relâchée LLE sont quasiment validées et ne montrent pas d’effets systématiques plus importants que les analyses usuelle. Elles seront utilisées par le groupe « sursauts  $\gamma$  » de la collaboration LAT dans un avenir proche. Pour être complet il faudrait aussi valider la résolution énergétique, mais cela représente un travail très important, et la robustesse de la mesure d’énergie dans le trajectographe permet d’être assez confiant. Ces nouvelles analyses permettront de mieux contraindre les différentes composantes spectrales des émissions promptes, et donc de mieux confronter les observations aux modèles proposés. Le travail commun avec les chercheurs de l’IAP, présenté ici, illustre la méthode à appliquer. Des relations ont déjà pu être isolées entre certains paramètres (physiques) du modèle, et ceux (mathématiques) des fonctions utilisées dans les ajustements. Cette étude est à poursuivre, en utilisant également les données LLE et la précision supplémentaire qu’elles apportent.

# Bibliographie

- [1] J. Kirk. Acceleration mechanisms. In *38<sup>ème</sup> École de Gif, Montpellier*, 2006.
- [2] W. Hanlon's webpage, University of Utah : Cosmic Ray spectra.  
<http://www.physics.utah.edu/~whanlon/spectrum.html>.
- [3] Pr. G. Smith, University of California San Diego. Astronomy tutorial : a bestiary of actives galaxies.  
<http://casswww.ucsd.edu/public/tutorial/agn.html>.
- [4] G.B. Rybicki A.P. Lightman. *Radiative processes in astrophysics*. John Wiley and sons, 1979.
- [5] B. Degrange. Méthodes expérimentales pour l'étude du rayonnement cosmique. In *38<sup>ème</sup> École de Gif, Montpellier*, 2006.
- [6] HAWC : The High Altitude Water Cherenkov experiment.  
<http://hawc.umd.edu/>.
- [7] R.C. Hartman et al. The third EGRET catalog of high-energy gamma-ray sources. *Astrophys. Journal Suppl.*, 123 :79, 1999.
- [8] AGILE website  
<http://agile.rm.iasf.cnr.it/>.
- [9] D. Band et al. BATSE observations of gamma-ray burst spectra. I - Spectral diversity. *Astrophys. Journal*, 413 :281, 1993.
- [10] Y. Kaneko et al. Broadband spectral properties of bright high-energy gamma-ray bursts observed with BATSE and EGRET. *Astrophys. Journal*, 677 :1168, 2008.
- [11] N.R. Tanvir et al. A gamma-ray burst at a redshift of  $z = 8.2$ . *Nature*, 461 :1254, 2009.
- [12] P. Jakobsson et al. A mean redshift of 2.8 for *Swift* gamma-ray bursts. *Astronomy & Astrophysics*, 447 :897, 2006. mise à jour : <http://www.raunvis.hi.is/~pja/GRBsample.html>.
- [13] K. Hurley et al. Detection of a  $\gamma$ -ray burst of very long duration and very high energy. *Nature*, 372 :652, 1994.
- [14] M.M. González et al. A  $\gamma$ -ray burst with a high-energy spectral component inconsistent with the synchrotron shock model. *Nature*, 424 :749, 2003.
- [15] Real time satellite tracking  
<http://www.n2yo.com/?s=28485|33053>.
- [16] *Fermi* approved Targets-of-Opportunity  
[http://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc/observations/timeline/too/too\\_list.php](http://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc/observations/timeline/too/too_list.php).

- 
- [17] ROSAT guest observer facility : South Atlantic Anomaly  
<http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/rosat/gallery/display/saa.html>.
  - [18] C. E. McIlwain. Magnetic coordinates. *Space Science Reviews*, 5 :585, 1966.
  - [19] J.H. Hubbell H.A. Gimm I. Øverbø. Pair, triplet, and total atomic cross sections (and mass attenuation coefficients) for 1 MeV – 100 GeV photons in elements Z=1 to 100. *Journ. Phys. Chem. Ref. Data*, 9 :1023, 1980.
  - [20] W.B. Atwood A.A. Abdo et al. (*Fermi*-LAT collaboration). The Large Area Telescope on the *Fermi* Gamma-ray Space Telescope mission. *Astrophys. Journal*, 697 :1017, 2009.
  - [21] JPL : Mission and spacecraft library  
<http://msl.jpl.nasa.gov/programs/tdrss.html>.
  - [22] L. Breiman J. Friedman C.J. Stone R.A. Olshen. *Classification and Regression Trees*. Wadsworth International Group, Belmont, CA, 1984.
  - [23] M. Ackermann et al. (*Fermi*-LAT collaboration). *Fermi* LAT observations of Cosmic Ray Electrons from 7 GeV to 1 TeV. *Phys. Rev. D*, 82 :092004, 2010.
  - [24] A.A. Abdo et al. (*Fermi*-LAT collaboration). Measurement of the cosmic ray  $e^+ + e^-$  spectrum from 20 GeV to 1 TeV with the *Fermi* Large Area Telescope. *Phys. Rev. Letters*, 102 :181101, 2009.
  - [25] L. Baldini et al. GLAST LAT full simulation. *Nucl. Phys. B*, 39 :62, 2006.
  - [26] B. Lott et al. Response of the GLAST LAT calorimeter to relativistic heavy ions. *Nucl. Instr. and Meth.*, 560 :395, 2006.
  - [27] A.A. Abdo et al. (*Fermi*-LAT collaboration). The on-orbit calibrations for the *Fermi* Large Area Telescope. *Astrophys. Journal*, 32 :193, 2009.
  - [28] World-Wide Web Remote Event Display  
<http://wired.freehep.org/>.
  - [29] *Fermi* Science Support Center  
<http://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc/data/>.
  - [30] A.E. Vladimirov S.W. Digel G. Jóhannesson P.F. Michelson I.V. Moskalenko P.L. Nolan E. Orlando T.A. Porter A.W. Strong. GALPROP WebRun : an internet-based service for calculating cosmic ray propagation and associated diffuse emissions. soumis. (astro-ph/arXiv :1008.3642v1).  
voir aussi : <http://galprop.stanford.edu/>, 2010.
  - [31] A.A. Abdo et al. (*Fermi*-LAT collaboration). *Fermi* Large Area Telescope first source catalog. *Astrophys. Journal Suppl.*, 188 :405, 2010.
  - [32] A.A. Abdo et al. (*Fermi*-LAT collaboration). *Fermi* Large Area Telescope bright gamma-ray source list. *Astrophys. Journal Suppl.*, 183 :46, 2009.
  - [33] A.A. Abdo et al. (*Fermi*-LAT collaboration). Detection of 16 gamma-ray pulsars through blind frequency searches using the *Fermi* LAT. *Science*, 325 :840, 2009.
  - [34] D. Smith et al. Pulsar timing for the *Fermi* Gamma-ray Space Telescope. *Astronomy & Astrophysics*, 492 :923, 2008.
  - [35] A.A. Abdo et al. (*Fermi*-LAT collaboration). The first *Fermi* Large Area Telescope catalog of gamma-ray pulsars. *Astrophys. Journal*, 187 :460, 2009.
-

- 
- [36] A.A. Abdo et al. (*Fermi*-LAT collaboration). A population of gamma-ray millisecond pulsars seen with the *Fermi* Large Area Telescope. *Science*, 325 :848, 2009.
  - [37] A.A. Abdo et al. (*Fermi*-LAT collaboration). A population of gamma-ray emitting globular clusters seen with the *Fermi* Large Area Telescope. *Astronomy & Astrophysics*, 524 :75, 2010.
  - [38] A.A. Abdo et al. (*Fermi*-LAT collaboration). *Fermi* Large Area Telescope observations of the Crab pulsar and nebula. *Astrophys. Journal*, 708 :1254, 2009.
  - [39] M. Ackermann et al. (*Fermi*-LAT collaboration). *Fermi* LAT search for pulsar wind nebulae around gamma-ray pulsars. *Astrophys. Journal*, 726 :35, 2011.
  - [40] Abdo. Gamma-ray emission from the shell of supernova remnant W44 revealed by the *Fermi* LAT. *Science*, 327 :1103, 2010.
  - [41] A.A. Abdo et al. (*Fermi*-LAT collaboration). *Fermi* LAT observations of LS I +61°303 : First detection of an orbital modulation in GeV gamma rays. *Astrophys. Journal Letters*, 701 :123, 2009.
  - [42] A.A. Abdo et al. (*Fermi*-LAT collaboration). The first catalog of Active Galactic Nuclei detected by the *Fermi* Large Area Telescope. *Astrophys. Journal*, 715 :429, 2010.
  - [43] A.A. Abdo et al. (*Fermi*-LAT collaboration). The spectral energy distribution of *Fermi* bright blazars. *Astrophys. Journal*, 716 :30, 2010.
  - [44] F. Aharonian et al. (*Fermi* LAT and HESS collaborations). Simultaneous observations of PKS 2155-304 with HESS, *Fermi*, RXTE, and Atom : Spectral energy distributions and variability in a low state. *Astrophys. Journal Letters*, 696 :150, 2009.
  - [45] D. Grasso et al. On possible interpretations of the high energy electron-positron spectrum measured by the *Fermi* Large Area Telescope. *Astropart. Phys.*, 32 :140, 2009.
  - [46] C. Meegan et al. The *Fermi* Gamma-ray Burst Monitor. *Astrophys. Journal*, 702 :791, 2009.
  - [47] J. McEnery et al. Update to the configuration of the *Fermi*-LAT onboard GRB search. *GCN Circulars*, 10777, 2010.
  - [48] GCN : The Gamma-ray bursts Coordinate Network  
<http://gcn.gsfc.nasa.gov/>.
  - [49] A.A. Abdo et al. (*Fermi*-LAT collaboration). *Fermi* Gamma-Ray Burst GRB090510 observations limit variation of speed of light with energy. *Nature*, 462 :331, 2009.
  - [50] M. de Pasquale et al. *Swift* and *Fermi* observations of the early afterglow of the short Gamma-Ray Burst 090510. *Astrophys. Journal Letters*, 709 :146, 2010.
  - [51] J.R. Mattox et al. The likelihood analysis of *EGRET* data. *Astrophys. Journal*, 461 :396, 1996.
  - [52] J. Greiner et al. GROND observations of GRB 080916C. *GCN Circulars*, 8272, 2008.
  - [53] A.L. Fey et al. The second extension of the International Celestial Reference Frame : ICRF-EXT.1. *The Astronomical Journal*, 127 :3587, 2004.
-



- 
- [54] A.A. Abdo et al. (*Fermi*-LAT collaboration). *Fermi* Large Area Telescope observations of the Vela pulsar. *Astrophys. Journal*, 696 :1084, 2009.
- [55] W.A. Rolke A.M. Lopez J. Conrad. Limits and confidence intervals in the presence of nuisance parameters. *Nucl. Instr. and Meth.*, 551 :493, 2005.
- [56] O. Helene. Upper limit of peak area. *Nucl. Instr. and Meth.*, 212 :319, 1983.
- [57] A.A. Abdo et al. (*Fermi*-LAT collaboration). *Fermi* observations of high-energy gamma-ray emission from GRB 080825C. *Astrophys. Journal*, 707 :580, 2009.
- [58] D.L. Band et al. Prospects for GRB science with the *Fermi* Large Area Telescope. *Astrophys. Journal*, 701 :1673, 2009.
- [59] A.A. Abdo et al. (*Fermi*-LAT collaboration). *Fermi* detection of delayed GeV emission from the short GRB 081024B. *Astrophys. Journal*, 712 :558, 2010.
- [60] M. Ackermann et al. (*Fermi*-LAT collaboration). Detection of a spectral break in the extra hard component from GRB 090926A. *Astrophys. Journal*, 729 :114, 2011.
- [61] A.A. Abdo et al. (*Fermi*-LAT collaboration). *Fermi* observations of high-energy gamma-ray emission from GRB 080916C. *Science*, 323 :1688, 2009.
- [62] A.A. Abdo et al. (*Fermi*-LAT collaboration). *Fermi* observations of GRB 090902B : A distinct spectral component in the prompt and delayed emission. *Astrophys. Journal Letters*, 706 :138, 2009.
- [63] F. Ryde et al. Identification and properties of the photospheric emission in GRB090902B. *Astrophys. Journal Letters*, 709 :172, 2010.
- [64] S. Guiriec et al. Detection of a thermal spectral component in the prompt emission of GRB 100724B. *Astrophys. Journal Letters*, 727 :33, 2011.
- [65] M. Ruderman. Theories of gamma-ray bursts. *Ann. NY Acad. Sci.*, 262 :164, 1975.
- [66] J. Granot J. Cohen tanugi E. do Couto e Silva. Opacity buildup in impulsive relativistic sources. *Astrophys. Journal*, 677 :92, 2008.
- [67] J.D. Scargle J.P. Norris J.T. Bonnell. An algorithm for detecting Quantum Gravity photon dispersion in Gamma-Ray Bursts : DisCan. *Astrophys. Journal*, 673 :972, 2008.
- [68] A.A. Abdo et al. (*Fermi*-LAT collaboration). *Fermi* Large Area Telescope constraints on the gamma-ray opacity of the universe. *Astrophys. Journal*, 723 :1082, 2010.
- [69] F.W. Stecker M.A. Malkan S.T. Scully. Intergalactic photon spectra from the far-IR to the UV Lyman limit for  $0 < z < 6$  and the optical depth of the universe to high-energy Gamma Rays. *Astrophys. Journal*, 648 :774, 2006. erratum : ApJ 658,1392 (2007).
- [70] F. Daigne Ž. Bošnjak G. Dubus. Reconciling observed GRB prompt spectra with synchrotron radiation? *Astronomy & Astrophysics*, 526 :110, 2011.
- [71] K. Asano S. Guiriec P. Mészáros. Hadronic models for the extra spectral component in the short GRB 090510. *Astrophys. Journal Letters*, 705 :191, 2009.
- [72] S. Razzaque et al. Synchrotron radiation from ultra-high energy protons and the *Fermi* observations of GRB 080916C. *Open Astron. Journ.*, 3 :150, 2010.
- [73] G. Ghisellini et al. GeV emission from Gamma-Ray Bursts : a radiative fireball? *Mon. Not. of the Roy. Astr. Soc.*, 403 :926, 2010.
-

- 
- [74] P. Kumar et al. External forward shock origin of high-energy emission for three GRBs detected by *Fermi*. (*astro-ph/arXiv :0910.5726*), 2009.
  - [75] F. Daigne R. Mochkovitch. Gamma-Ray Bursts from internal shocks in a relativistic wind : temporal and spectral properties. *Mon. Not. of the Roy. Astr. Soc.*, 296 :275, 1998.
  - [76] Ž. Bošnjak F. Daigne G. Dubus. Prompt high-energy emission from Gamma-Ray Bursts in the internal shock model. *Astronomy & Astrophysics*, 498 :677, 2009.
  - [77] M.J. Rees P. Mészáros. Unsteady outflow models for cosmological Gamma-Ray Bursts. *Astrophys. Journal Letters*, 430 :93, 1994.
  - [78] V. Pelassa on behalf of the *Fermi* collaboration. The LAT Low-Energy technique for *Fermi* Gamma-Ray Bursts spectral analysis. In *Fermi Symposium (eConf C091122)*, 2009.
  - [79] J. McEnery N. Omodei et al. GRB 100826A : *Fermi*-LAT observations. *GCN Circulars*, 11155, 2010.
  - [80] J. McEnery et al. GRB 081215A : *Fermi*-LAT observations. *GCN Circulars*, 8684, 2008.
  - [81] V. Pelassa M. Pesce-Rollins et al. GRB 100707A : *Fermi* LAT detection. *GCN Circulars*, 10945, 2010.
  - [82] A.A. Abdo et al. (*Fermi*-LAT collaboration). Long duration GRB 090323, 090328 and 090626. en préparation.
  - [83] S. McBreen et al. Optical and near-infrared follow-up observations of four *Fermi*/LAT GRBs : Redshifts, afterglows, energetics and host galaxies. *Astronomy & Astrophysics*, 516 :71, 2010.
  - [84] J. Racusin et al. GRB afterglow population studies from *Swift* follow-up of *Fermi*-LAT GRBs. In *HEAD meeting*, 2010.
  - [85] M. Ohno A.J. van der Horst et al. *Fermi* GBM and LAT detections of GRB 090323. *GCN Circulars*, 9021, 2009.
  - [86] J. McEnery V. Connaughton et al. *Fermi* LAT and GBM detections of GRB090328. *GCN Circulars*, 9044, 2009.
  - [87] E.A. Hoversten et al. GRB 090323 : UVOT detection of afterglow. *GCN Circulars*, 9032, 2009.
  - [88] S.R. Oates et al. GRB 090328 : *Swift* UVOT observations. *GCN Circulars*, 9048, 2009.
  - [89] A.C. Updike et al. GRB 090323 : GROND detection of the afterglow and photo-z. *GCN Circulars*, 9026, 2009.
  - [90] S.B. Cenko et al. GRB 090328 : Gemini-South redshift. *GCN Circulars*, 9053, 2009.
  - [91] R. Chornock et al. GRB 090323 Gemini-South redshift. *GCN Circulars*, 9028, 2009.
  - [92] A.C. Updike et al. GRB 090328 : GROND detection of the optical/NIR afterglow. *GCN Circulars*, 9054, 2009.
  - [93] F. Harrison et al. GRB 090323 : Radio afterglow detection. *GCN Circulars*, 9043, 2009.
  - [94] D.A. Frail et al. GRB 090328 : Radio afterglow detection. *GCN Circulars*, 9060, 2009.
-

- 
- [95] S. Guiriec et al. GRB 090510 : Fermi GBM detection. *GCN Circulars*, 9336, 2009.
  - [96] M. Ohno et al. *Fermi* lat detection of GRB 090510. *GCN Circulars*, 9334, 2009.
  - [97] E.A. Hoversten et al. GRB 090510 : *Swift* detection of a short hard burst. *GCN Circulars*, 9331, 2009.
  - [98] F. Longo et al. *AGILE* detection of GRB 090510. *GCN Circulars*, 9343, 2009.
  - [99] N. Ohmori et al. GRB 090510 : Suzaku WAM observation of the prompt emission. *GCN Circulars*, 9355, 2009.
  - [100] G.Olofsson et al. GRB 090510 : NOT afterglow confirmation. *GCN Circulars*, 9338, 2009.
  - [101] F. Olivares et al. GRB 090510 : GROND observations. *GCN Circulars*, 9352, 2009.
  - [102] A. Rau et al. GRB090510 : VLT/FORS2 spectroscopic redshift. *GCN Circulars*, 9353, 2009.
  - [103] D.A. Frail et al. GRB 090510, radio limits. *GCN Circulars*, 9354, 2009.
  - [104] M.R. Goad et al. GRB 090510 : Enhanced *Swift*-XRT position. *GCN Circulars*, 9339, 2009.
  - [105] A. Giuliani et al. *AGILE* detection of delayed gamma-ray emission from the short Gamma-Ray Burst GRB 090510. *Astrophys. Journal Letters*, 708 :84, 2010.
  - [106] R. Sari T. Piran R. Narayan. Spectra and light curves of Gamma-Ray Bursts afterglows. *Astrophys. Journal Letters*, 497 :17, 1998.
  - [107] S. Razzaque. Leptonic and hadronic model for the afterglow of GRB 090510. (astro-ph/arXiv :1004.3330), 2010.
  - [108] A. Corsi et al. High energy emission components in the short GRB 090510. (astro-ph/arXiv :0911.4453), 2009.
  - [109] Y. C. Pei. Interstellar dust from the milky way to the Magellanic clouds. *Astrophys. Journal*, 395 :130, 1992.
-

# Liste des figures

1.1	Spectre du rayonnement cosmique chargé [2]. . . . .	13
1.2	Pulsar du Crabe et sa nébuleuse. . . . .	15
1.3	Radiogalaxie M87. . . . .	16
1.4	Schéma généralisé d'un Noyau Actif de Galaxie. . . . .	17
1.5	Sensibilités comparées d'observatoires $\gamma$ . . . . .	19
1.6	Observation de GRB 910503 par <i>BATSE</i> et <i>EGRET</i> . . . . .	21
1.7	Rémanence IR et X de GRB 090423 : courbes de lumière. . . . .	22
1.8	Distribution intégrée de redshifts de sursauts $\gamma$ : observations <i>Swift</i> et antérieures. . . . .	22
1.9	Courbe de lumière de GRB 940217. . . . .	23
1.10	Spectroscopie de GRB 941017. . . . .	24
2.1	Orbites de <i>Fermi</i> et <i>Swift</i> . . . . .	26
2.2	Carte de l'Anomalie Sud-Atlantique. . . . .	27
2.3	Atténuation du spectre de rayonnement cosmique dans le champ magnétique terrestre . . . . .	28
2.4	Sections efficaces d'interaction $\gamma$ -matière : carbone et tungstène. . . . .	29
2.5	Plan et schéma de principe du LAT. . . . .	30
2.6	Trajectograhe du LAT (principe). . . . .	31
2.7	Calorimètre du LAT. . . . .	32
2.8	Détecteur anti-coïncidence du LAT (ACD). . . . .	33
2.9	Qualité des données pendant une observation pointée. . . . .	39
2.10	Observation de sursauts $\gamma$ dans les taux d'événements issus du filtre « photon » à bord. . . . .	40
2.11	Observation d'un rayon cosmique de très haute énergie. . . . .	40
2.12	Sensibilité du LAT (cartes) en fonction de la durée d'exposition. . . . .	41
2.13	Fonctions de réponse du LAT. . . . .	42
2.14	Modèle d'émission diffuse galactique <b>GALPROP</b> (cartes). . . . .	45
2.15	Cartes du ciel $\gamma$ , vu par <i>EGRET</i> et par le LAT. . . . .	46
2.16	Catalogue 1FGL (carte). . . . .	47
2.17	Pulsar du Crabe et sa nébuleuse : spectres mesurés avec le LAT. . . . .	49
2.18	Observations du LAT : vestige de supernova W44, système binaire LSI+61°303. . . . .	50
2.19	Schéma du GB. Gammes d'énergie du GBM et du LAT. . . . .	51
3.1	Localisation de GRB 080916C (cartes). . . . .	60
3.2	Localisation de GRB 080825C (cartes). . . . .	60
3.3	Phasogramme du pulsar Vela entre 100 MeV et 10 GeV. . . . .	63
3.4	Écarts de localisations pour une source simulée semblable à GRB. . . . .	65

4.1	Étude des incertitudes systématiques dans les analyses spectrales, dues aux outils de minimisation. . . . .	74
4.2	Sursauts $\gamma$ détectés par le GBM à la date du 10 août 2010 (carte). . . . .	75
4.3	Courbes de lumière multi-détecteurs de GRB 080825C et GRB 081024B. . . . .	77
4.4	Courbes de lumière multi-détecteurs de GRB 090926A. . . . .	78
4.5	Courbes de lumière multi-détecteurs de GRB 080916C. . . . .	79
4.6	Courbe de lumière et spectre mesuré de GRB 090902B. . . . .	80
4.7	Spectre de l'émission prompte de GRB 080916C. . . . .	82
4.8	Spectroscopie de l'émission prompte de GRB 090926A. . . . .	82
4.9	Fluences de sursauts $\gamma$ LAT dans les gammes du GBM et du LAT. . . . .	84
4.10	Limites inférieures sur $\Gamma_0$ pour les 4 sursauts $\gamma$ LAT les plus brillants. . . . .	86
5.1	Modèle IAP : spectres d'émission prompte pour trois modèles. . . . .	94
5.2	Modèles IAP simulés : courbes de lumière multi-détecteurs. . . . .	96
5.3	Modèle IAP à fort champ magnétique : analyse spectrale. . . . .	98
5.4	Modèle IAP à faible champ magnétique : analyse spectrale. . . . .	98
5.5	Modèle IAP à fort champ magnétique : spectre ajusté comparé au modèle initial. . . . .	100
5.6	Modèle IAP à faible champ magnétique : spectre ajusté comparé au modèle initial. . . . .	100
5.7	Modèle IAP : choix de fonctions reproduisant le spectre prédit. . . . .	102
5.8	Modèle à fort champ magnétique ajusté par une fonction SBPL. . . . .	103
5.9	Courbe de lumière de l'émission prompte de GRB 080916C : intervalle « a ». . . . .	105
5.10	Spectroscopie de l'intervalle « a » de l'émission prompte de GRB 080916C : spectre en coups. . . . .	105
5.11	Spectroscopie de l'intervalle « a » de l'émission prompte de GRB 080916C : évolution des paramètres spectraux. . . . .	106
6.1	Spectre observé (en coups) de GRB 080916C. . . . .	110
6.2	Observation de GRB 080916C dans la sélection LLE : spectre et courbe de lumière. . . . .	111
6.3	Analyse spectrale de GRB 080916C en sélection LLE : matrice de réponse et ajustement. . . . .	111
6.4	Sélection LLE : distributions de conditions de déclenchement. . . . .	113
6.5	Sélection LLE : distribution de nombre d'impacts dans le calorimètre. . . . .	114
6.6	Effet des sélections sur la courbe de lumière de GRB 080916C. . . . .	115
6.7	Sélection LLE : distribution de largeur de gerbe vue dans le calorimètre. . . . .	115
6.8	Efficacités des coupures LLE, <b>transient</b> Pass6 et Pass7 pour des photons simulés (rapportées au filtre « photon » à bord). . . . .	116
6.9	Rapports d'efficacité de la coupure LLE à la coupure <b>transient</b> (Pass6 ou Pass7), pour des données. . . . .	116
6.10	Estimateurs d'énergie. . . . .	118
6.11	Reconstruction de l'énergie dans la sélection LLE. . . . .	119
6.12	Biais et résolution de la reconstruction de l'énergie dans la sélection LLE. . . . .	120
6.13	Reconstruction de la direction de photons simulés, dans la sélection LLE. . . . .	122
6.14	Validation de la PSF dans la sélection LLE d'après des observations de GRB brillants. . . . .	123

6.15	Observations du pulsar Vela dans la sélection LLE : phasogramme, distribution spatiale des événements « ON » et « OFF ».	123
6.16	Validation de la PSF dans la sélection LLE d'après les observations de Vela.	127
6.17	Résolution angulaire dans la sélection LLE.	128
6.18	Efficacité d'une sélection spatiale définie d'après la PSF, dans la sélection LLE. Erreurs systématiques.	130
6.19	Matrice de réponse pour l'analyse spectrale des observations LLE de GRB 080916C.	132
6.20	Courbes de lumières de GRB 080916C, GRB 090328 et GRB 090227B, dans les sélections LLE (avec et sans sélection ROI) et <b>transient</b> .	133
6.21	Analyses spectrales de GRB 080916C et GRB 090510 utilisant les données LLE.	134
6.22	Analyse spectrale de GRB 090926A utilisant les données LLE : spectres en coups.	135
6.23	Analyse spectrale de GRB 090926A utilisant les données LLE : spectres de puissance et contours.	137
6.24	Analyse spectrale de l'intervalle « a » de GRB 080916C utilisant les données LLE : spectres en coups.	138
6.25	Analyse spectrale de l'intervalle « a » de GRB 080916C utilisant les données LLE évolution des paramètres.	139
6.26	Courbe de lumière de GRB 100707A en sélection LLE.	140
7.1	Courbes de lumière des sursauts $\gamma$ LAT montrant une émission prolongée.	145
7.2	Ajustement des composantes de fond pour la recherche d'émission prolongée de GRB 080825C.	147
7.3	Recherche d'émission prolongée de GRB 080825C : distributions de limites supérieures fréquentistes à 95% de confiance issues de simulations.	148
7.4	Courbe de lumière de GRB 080825C.	149
7.5	Recherche d'émission prolongée de GRB 080825C : profil de vraisemblance pour le calcul de limite supérieure de flux.	150
7.6	Émission prolongée de GRB 080825C : ajustement temporel et profils de $\chi^2$ .	152
7.7	Émission prolongée de GRB 090510 : courbe de lumière en classes <b>diffuse</b> et <b>transient</b> .	155
7.8	Émission prolongée de GRB 090510 : résidus de l'ajustement spectral.	155
7.9	Émission prolongée de GRB 090510 : énergies et dates d'arrivée des événements.	156
7.10	Émission prolongée de GRB 090510 : recherche d'une irrégularité dans la décroissance.	157
7.11	Émission prolongée de GRB 090510 : courbe de lumière en classe <b>transient</b> au-dessous de 500 MeV.	159
7.12	Émission prolongée de GRB 090510 : courbe de lumière multi-détecteurs.	161
7.13	Émission prolongée de GRB 090510 : spectre à $T_0 + 100$ s.	167
7.14	Émission prolongée de GRB 090510 : spectres d'énergie aux 5 dates : $T_0 + 100, 150, 1000, 7000, 12000$ s.	168



# Liste des tableaux

2.1	Logique de déclenchement à bord du LAT. . . . .	35
2.2	Récapitulatif des performances du LAT (tab. 1 [20]). . . . .	41
2.3	Performances du GBM. . . . .	51
3.1	Localisation de GRB 080916C utilisant divers intervalles d'énergie. . . . .	60
3.2	Localisations de Vela pour différentes positions dans le champ de vue du LAT. . . . .	63
3.3	Localisations d'une simulation semblable à Vela. . . . .	63
3.4	Localisations d'une source simulée semblable à GRB 080916C. . . . .	64
3.5	Localisations d'une source simulée semblable à GRB 080825C. . . . .	65
4.1	Propriétés des sursauts $\gamma$ LAT jusqu'à GRB 090926A. . . . .	83
4.2	Limites inférieures sur $\Gamma_0$ pour GRB 090510. . . . .	85
4.3	Contrainte des modèles linéaires de la Violation d'Invariance de Lorentz. . . . .	87
5.1	Modèle IAP à fort champ magnétique : résultats de l'analyse spectrale. . . . .	99
5.2	Modèle IAP à faible champ magnétique : résultats de l'analyse spectrale. . . . .	99
5.3	Spectroscopie de l'intervalle « a » de l'émission prompte de GRB 080916C. . . . .	104
6.1	Définitions de variables pour la sélection LLE. . . . .	112
6.2	Spectroscopie de l'émission prompte de GRB 090926A utilisant les données LLE. . . . .	136
6.3	Spectroscopie de l'intervalle « a » de GRB 080916C utilisant les données LLE. . . . .	138
7.1	Émissions prolongées de haute énergie des sursauts $\gamma$ LAT. . . . .	144
7.2	Recherche d'émission prolongée de GRB 080825C : analyse spectrale des intervalles avec $TS < 25$ . . . . .	149
7.3	Émission prolongée de GRB 080825C : limites supérieures de flux et ajuste- ment temporel. . . . .	151
7.4	Émission prolongée de GRB 090510 : analyse spectrale en classe <b>diffuse</b> . . . . .	154
7.5	Émission prolongée de GRB 090510 : analyse en classe <b>transient</b> . . . . .	155
7.6	Émission prolongée de GRB 090510 : durée, recherche d'évolution spectrale ou d'irrégularité. . . . .	157
7.7	Émission prolongée de GRB 090510 : ajustement temporel. . . . .	159
7.8	Émission prolongée de GRB 090510 : analyse spectrale au-dessous de 500 MeV. . . . .	159
7.9	Émission prolongée de GRB 090510 : renormalisation des données LAT pour l'analyse spectrale combinée. . . . .	165



7.10	Émission prolongée de GRB 090510 : analyse spectrale avec <b>XSPEC</b> des données LAT. . . . .	166
7.11	Émission prolongée de GRB 090510 : analyse spectrale combinée à $T_0 + 100$ s et test de la cassure de haute énergie. . . . .	167
7.12	Émission prolongée de GRB 090510 : résultats de l'analyse spectrale combinée. . . . .	168

---

## Résumé :

Les sursauts  $\gamma$  sont des sources astrophysiques parmi les plus brillantes du ciel. Dans le modèle standard actuel (boule de feu), leur émission prompte (X et  $\gamma$ ) est due à des particules chargées accélérées au sein de jets relativistes émis à la formation de trous noirs de masses stellaire. L'émission rémanente observée de la radio aux X serait due à l'interaction de ces jets avec le milieu interstellaire.

Le LAT, détecteur à création de paire du télescope spatial *Fermi*, permet depuis juin 2008 l'étude du ciel  $\gamma$  de 20 MeV à plus de 300 GeV avec des performances inégalées. Le GBM, détecteur de sources transitoires de *Fermi* (8 keV à 40 MeV) a observé  $\sim 500$  sursauts  $\gamma$ , dont  $\sim 18$  ont été observés par le LAT dans le domaine du GeV. Une localisation précise de ces sursauts et la synergie de *Fermi* avec les autres observatoires permettent l'étude des rémanences associées et une meilleure interprétation des observations.

Mon travail a porté sur plusieurs facettes de cette étude, la première étant la localisation des sursauts détectés par le LAT. La détermination des erreurs systématiques des localisations obtenues avec le LAT a permis de faciliter le suivi par d'autres télescopes.

En utilisant les techniques standard d'analyse nous avons mis au point une procédure de recherche des émissions prolongées de haute énergie des sursauts gamma. L'observation simultanée de l'émission prolongée de haute énergie GRB 090510 et de sa rémanence UV et X a permis une étude détaillée de ce sursaut court.

Ensuite, nous avons développé une analyse alternative basée sur une sélection relâchée des données LAT, afin d'utiliser les événements d'énergies inférieures à 100 MeV dans les analyses spectrales. Ceci permettra de mieux contraindre les spectres des émissions promptes et donc les modèles proposés. L'utilisation de cette sélection a aussi permis de nouvelles détections, essentiellement à grande inclinaison, et permettra d'étudier les caractéristiques temporelles de l'émission prompte à haute énergie.

Enfin, nous avons démarré l'étude d'un modèle d'émission prompte issue des chocs internes, développé à l'IAP. L'objectif est d'évaluer la sensibilité de nos analyses aux paramètres de ce modèle, et de le contraindre à l'aide de nos observations.

**Mots-clés :** astronomie  $\gamma$  : sursauts  $\gamma$ , jets relativistes, chocs internes ; instrument : *Fermi*-LAT ; analyse : spectres, erreurs systématiques, limites supérieures.

---

## Abstract :

$\gamma$ -Ray Bursts (GRB) are among the brightest  $\gamma$ -ray sources in the sky. The current standard framework associates their prompt  $\gamma$ -ray emission to charged particles accelerated in relativistic jets issued by newly-formed stellar-mass black holes. The radio to X-ray afterglow emission is due to the interaction between these jets and the interstellar medium.

The LAT, pair-creation instrument onboard *Fermi*  $\gamma$ -ray space telescope, performs unprecedented observation of the  $\gamma$ -ray sky at energies of 20 MeV to over 300 GeV since its launch in June 2008. *Fermi*'s transient sources detector, GBM, observed prompt emissions of  $\sim 450$  GRB between 8 keV and 40 MeV.  $\sim 18$  of these GRB were also studied up to GeV energies with the LAT. Accurate GRB localizations and *Fermi*'s synergy with other observatories allows the study of GRB afterglows, and therefore a better interpretation of these observations.

The analyses of GRB emissions between 8 keV to GeV energies is presented here. Localizations based on LAT data and their biases are studied. Spectral analyses of combined GBM and LAT data are shown, and their theoretical interpretations explained.

An alternative analysis based on a relaxed selection of LAT data is presented and fully characterized. It allows to recover and use low-energy LAT statistics in temporal and spectral analyses of GRB prompt emission.

Searches for long-lived high-energy emission from GRB are presented. The analysis of GRB 090510 afterglow emission from eV to GeV energies is described.

Finally, *Fermi* bright GRB prompt emissions are compared to an internal shock model developed at IAP.

**Keywords :**  $\gamma$ -ray astronomy :  $\gamma$ -ray bursts, relativistic jets , internal shocks ; detector : *Fermi*-LAT ; analyses : spectra, systematic errors, upper limits.